

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
Instituto de Física

*Medidas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  em colisões  $p+p$   
a  $\sqrt{s}=200$  GeV no experimento STAR*

**Mauro Rogério Cosentino**

*Orientador:*

**Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide**

Tese apresentada ao Instituto de Física  
da Universidade de São Paulo para a  
obtenção do título de Doutor em Ciên-  
cias.

*Comissão Examinadora:*

**Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide - IFUSP**

**Prof. Dr. Olácio Dietzsch - IFUSP**

**Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra - IFUSP**

**Prof. Dr. Marcio José Menon - UNICAMP**

**Prof. Dr. Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman - CBPF**

São Paulo  
2008

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Cosentino, Mauro Rogério

Medidas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  em colisões p+p a  $\sqrt{s}=200$  GeV  
no experimento STAR - São Paulo, 2008.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física - Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Área de Concentração: Física Nuclear,  
Física de Partículas Elementares.

Unitermos:

1. Física Nuclear; 2. Física de Partículas; 3. Quarkônio.

USP/IF/SBI-018/2008

# Agradecimentos

Essa é a parte do trabalho em que ser econômico acaba custando caro! É difícil escolher entre todos os que merecem, aqueles que ocuparão um espaço tão curto. Mas eu acredito que, aqueles que colocaram os principais tijolos na estrada que me conduziu até aqui, merecem esse mínimo sinal de apreço de minha parte.

Em primeiro lugar agradeço ao Alexandre, pela orientação, paciência, confiança e amizade nessa parceria que já dura por quase 5 anos.

Aos colegas da colaboração que muito me ajudaram em minha permanência em Brookhaven, em especial a Thomas Ullrich, Frank Laue e Pibero Djawotho.

Ao Alex, ao Jun e ao Marcelo Munhoz, pois além da amizade, e de também, por algum tempo, terem me orientado, despertaram em mim o interesse por essa fabulosa área em suas aulas de Física Nuclear.

Aos demais colegas do grupo IPL/IPR, Eloísa, Nelson, Márcia, Francisco e Karin, pela amizade e frutíferas trocas de idéias, que muito me ajudaram neste trabalho.

Aos meus novos amigos, Diogo, David, Gabriel, Jairo Cavalcante, Priscila e Guilherme Hanninger pela convivência que tornou a pós-graduação mais agradável e factível.

Aos meus amigos de graduação, Botti, Daniel, Eric, Tessarini, Zornitta, Sarinho e Cherrin, pela convivência agradável e estimulante, e por que sei que, conhecedores das dificuldades, torceram por mim.

Aos colegas do Pelletron que, de alguma forma, sempre deram uma “mãozinha” quando precisei.

Aos meus amigos Jairo e Guilherme, de quem no passado fui inseparável, e mesmo seguindo caminhos diferentes, sempre se mantiveram presentes.

À minha madrinha Teresinha e meus primos Sueli, Sérgio e Silvia, pelo apoio de sempre, mas principalmente pela contribuição inestimável num momento crucial da minha jornada.

Aos meus queridos irmãos Marcelo e Alexandre, que sempre serviram de referência em momentos de dúvida e sempre estiveram presentes nos bons e maus momentos.

Aos meus amados pais, Alzira e Maurício, pois eles me deram as bases fundamentais, o carinho e amor necessários para que eu chegasse até aqui.

À minha amada e dedicada esposa, Andréia, pelo amor, carinho, companheirismo, apoio e paciência em cada passo dado nessa árdua jornada que agora se encerra.

Ao Conselho Nacional de Pesquisa Científica e Tecnológica (CNPq), à Comissão de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e ao Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL/EUA), pelo apoio financeiro.

# Resumo

Neste trabalho obteve-se, com o experimento STAR, medidas de produção de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  em rapidez central ( $\eta=0$ ), em colisões  $p + p$  com  $\sqrt{s} = 200$  GeV no RHIC. A medida de  $\Upsilon$  foi a primeira medida de bottomonium em rapidez central no RHIC. Essas medidas servem como linha de base para a investigação experimental sistemática da supressão de *heavy-quarkonium*, tida como uma evidência observacional do Plasma de Quarks e Glúons (QGP). Para a realização dessas medidas foi desenvolvido um sistema específico de gatilho de eventos para *heavy-quarkonium*, envolvendo, em sua configuração, os subsistemas do calorímetro eletromagnético (BEMC) e do cilindro de gatilho central (CTB, apenas para  $J/\psi$ ). Os resultados obtidos foram a seção de choque de produção de  $J/\psi$ ,  $\mathcal{BR}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{incl} = 122 \pm 23(stat.) \pm 27(sist.)$  (nb), e de  $\Upsilon$ ,  $\mathcal{BR}_{ee} \times \frac{d\sigma_{\Upsilon}}{dy}|_{y=0} = 114 \pm 29(stat.) \pm 24(sist.)$  (pb), além do espectro em momento transversal de  $J/\psi$ , cujo momento quadrático médio observado foi  $\langle p_T^2 \rangle = 3,43 \pm 0,68$  (GeV/c)<sup>2</sup>. Os resultados obtidos foram comparados com previsões teóricas de 3 modelos, o de singlete de cor (CSM), QCD não-relativística (NRQCD) e de evaporação de cor (CEM), além de diversos outros dados experimentais. Com exceção do CSM, todos os modelos concordam razoavelmente bem com os dados experimentais.



# Abstract

This work presents mid-rapidity ( $\eta=0$ )  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  measurements for p+p collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV from the STAR experiment at RHIC.  $\Upsilon$  results correspond to the first mid-rapidity bottomonium measurement at RHIC. These measurements can be used as the baseline of the systematic experimental investigation on heavy-quarkonium suppression, believed to be one important observational evidence of the existence of the Quark-Gluon Plasma (QGP). In order to acquire the data for these analyses, it was necessary to develop a new heavy-quarkonium trigger system, based on the Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC) and the Central Trigger Barrel (CTB,  $J/\psi$  only) detectors. The inclusive  $J/\psi$  cross section at mid-rapidity is  $\mathcal{BR}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{incl} = 122 \pm 23(stat.) \pm 27(sist.)$  (nb) and for the  $\Upsilon$ ,  $\mathcal{BR}_{ee} \times \frac{d\sigma_{\Upsilon}}{dy}|_{y=0} = 114 \pm 29(stat.) \pm 24(sist.)$  (pb). In the case of the  $J/\psi$  measurement, we acquired enough statistics to obtain a transverse momentum spectrum and the mean squared transverse momentum is  $\langle p_T^2 \rangle = 3,43 \pm 0,68$  (GeV/c)<sup>2</sup>. These results were compared to theoretical predictions of 3 different models, the Color Singlet Model (CSM), the Non-Relativistic QCD (NRQCD) and the Color Evaporation Model (CEM), as well as to other experimental data. Except for the CSM, all the predictions agree reasonably well with the data.



# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xi</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xv</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Produção hadrônica de <i>Heavy-quarkonium</i> e QGP</b>	<b>5</b>
1.1 Cromodinâmica quântica (QCD)	5
1.1.1 Liberdade assintótica	8
1.1.2 Confinamento	9
1.1.3 O modelo de pártons	10
1.1.4 <i>Quarkonium</i> e <i>heavy-quarkonium</i>	15
1.1.5 O modelo de sacola	16
1.1.6 Plasma de Quarks e Glúons (QGP)	18
1.2 Produção de <i>heavy-quarkonium</i>	24
1.2.1 Modelo Singleto de Cor (CSM)	26
1.2.2 QCD Não Relativística (NRQCD) e Octeto de Cor	27
1.2.3 Modelo de Evaporação de Cor (CEM)	28
1.3 Produção em íons pesados relativísticos	30
1.3.1 Proporcionalidade da produção de quarks pesados	30
1.3.2 Efeitos da matéria nuclear fria	32
1.3.3 Efeitos previstos para a matéria nuclear quente (QGP)	33
<b>2 O acelerador RHIC e o experimento STAR</b>	<b>39</b>
2.1 O acelerador RHIC	39
2.2 O experimento STAR	43

---

2.2.1	O TPC . . . . .	44
2.2.2	O BEMC . . . . .	48
2.2.3	O sistema de gatilho ( <i>Trigger</i> ) . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Simulações de Monte Carlo e <i>Embedding</i></b>	<b>75</b>
3.1	Pythia . . . . .	76
3.2	GEANT e <i>Embedding</i> . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Reconstrução e redução de dados</b>	<b>83</b>
4.1	Calibração dos detectores . . . . .	83
4.1.1	TPC . . . . .	83
4.1.2	BEMC . . . . .	89
4.2	Reconstrução de trajetórias . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Análise de dados e resultados</b>	<b>99</b>
5.1	Identificação de elétrons . . . . .	99
5.1.1	Construção dos espectros de massa . . . . .	109
5.2	Resultados . . . . .	113
5.2.1	Resultados $J/\psi$ . . . . .	113
5.2.2	Resultados $\Upsilon$ . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>147</b>
	<b>Conclusões</b>	<b>146</b>
	<b>Referências bibliográficas</b>	<b>150</b>
	<b>Apendice A - Códigos Utilizados</b>	<b>159</b>
	<b>Apendice B - Tabela da Distribuição de <math>\chi^2</math></b>	<b>187</b>

# Lista de Figuras

1.1	A razão experimental $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ como função da energia do feixe. . . . .	7
1.2	Evidência experimental do <i>scaling</i> de Bjorken. . . . .	11
1.3	Evidência experimental da relação de Callan-Gross. . . . .	12
1.4	Função de estrutura dos quarks de um próton. . . . .	13
1.5	Diagrama de fase da matéria nuclear. . . . .	18
1.6	Evidência da supressão de jatos em colisões $Au + Au$ centrais. . . . .	21
1.7	Fluxo elíptico em colisões $Au + Au$ . . . . .	22
1.8	Diagramas de Feynman dos processos de produção de $Q\bar{Q}$ . . . . .	25
1.9	Proporcionalidade da produção de charme no RHIC. . . . .	31
1.10	Efeito da matéria nuclear fria na produção de $J/\psi$ medido no RHIC. . . . .	33
1.11	Padrão seqüencial da supressão de <i>heavy-quarkonia</i> . . . . .	34
1.12	Probabilidade de sobrevivência dos estados de <i>charmonium</i> e sua supressão seqüencial. . . . .	35
1.13	Probabilidade de sobrevivência dos estados de <i>bottomonium</i> como função da temperatura do meio. . . . .	36
1.14	Probabilidade de sobrevivência de $J/\psi$ segundo os modelos de supressão seqüencial e de regeneração. . . . .	38
2.1	O complexo do acelerador RHIC. . . . .	42
2.2	Foto e esquema ilustrativo do detector STAR e seus subsistemas. . . . .	45
2.3	Vista de um corte longitudinal do detector STAR. . . . .	46
2.4	Vista esquemática do TPC. . . . .	46
2.5	O plano de placas de leitura de um setor completo do TPC. . . . .	48

2.6	Foto e esquema ilustrativo de um módulo do BEMC mostrando o perfil projetivo das torres. . . . .	50
2.7	Vista frontal de um módulo do BEMC. . . . .	52
2.8	Vista esquemática do sistema de leitura do BEMC. . . . .	53
2.9	Resolução em energia do BEMC como função da energia de um elétron incidente. . . . .	53
2.10	Corte transversal do SMD. . . . .	55
2.11	Fluxo de informação do sistema de gatilho até o sistema de aquisição de dados [59]. . . . .	56
2.12	Estrutura da árvore de DSM em 2005 . . . . .	58
2.13	Vista esquemática do CTB . . . . .	60
2.14	Vista esquemática do L0- $J/\psi$ . . . . .	64
2.15	Eficiência de medida de elétrons, com energia E, simulada de L0- $J/\psi$ com 3 valores distintos de <i>threshold</i> . . . . .	67
2.16	Performance simulada do gatilho de $J/\psi$ . . . . .	68
2.17	Performance de gatilho L0 topológico e de simples HT para $\Upsilon$ . . . . .	69
2.18	O sistema de monitoramento do gatilho de <i>heavy-quarkonia</i> . . . . .	71
2.19	Espectro do cosseno do ângulo $\theta$ formado entre a posição dos <i>clusters</i> e o vértice (0;0;0). . . . .	72
2.20	Espectro de massa invariante calculado a partir da expressão 2.4. . . . .	72
2.21	Número de sementes de L0. . . . .	73
2.22	Número de sementes de L2. . . . .	73
3.1	Gráficos de $J/\psi$ gerados por Pythia 6.205. . . . .	77
3.2	Gráficos de $\Upsilon$ gerados por Pythia 6.205. . . . .	78
3.3	Tela do sistema de simulação STARSIM. . . . .	80
4.1	Efeito da distorção causado pela acumulação de íons positivos no TPC. . . . .	85
4.2	Resíduos das trajetórias em R e Z. . . . .	87
4.3	Espectro de MIPs nas torres do BEMC. . . . .	90
4.4	Calibração absoluta de energia das torres do BEMC com elétrons. . . . .	92
4.5	Esquema do procedimento de reconstrução de trajetórias no TPC. . . . .	95
4.6	Esquema de parametrização do modelo de hélice. . . . .	98

5.1	Diagramas de momento e $dE/dx$ . . . . .	100
5.2	Distribuição do número de pontos de ajuste das trajetórias. . . . .	101
5.3	Distribuição de $dE/dx$ para os dados de $J/\psi$ na região $1,0 < p_T < 2,5$ GeV/c. . . . .	102
5.4	Distribuição de $dE/dx$ para os dados de $\Upsilon$ na região $3,5 < p_T < 6,0$ GeV/c. . . . .	103
5.5	Distribuição de $dE/dx$ total e $n\sigma$ (Bichsel) para os dados de $J/\psi$ na região $1,5 < p_T < 2,0$ GeV/c. . . . .	105
5.6	Espectros de $p/E$ . . . . .	108
5.7	Eficiência total da identificação de elétrons obtida com os cortes selecionados, sobre o conjunto de dados de $J/\psi$ . . . . .	110
5.8	Pureza da amostra de elétrons selecionados. . . . .	110
5.9	Espectros de massa invariante de $J/\psi$ em $pp$ . . . . .	115
5.10	Curvas de $Q^2$ do ajuste da simulação ao espectro de massa invariante de $J/\psi$ , em função do fator de normalização $f$ . . . . .	117
5.11	Comparação dos resíduos de dois conjuntos de dados com $\chi_{red}^2 \sim 1$ . . . . .	118
5.12	<i>Yields</i> vs. significância. . . . .	121
5.13	Distribuição de todos os <i>yields</i> obtidos. . . . .	122
5.14	<i>Yields</i> vs. $\Delta P_{\chi^2}$ . . . . .	123
5.15	Exemplo de espectro de massa não realista. . . . .	123
5.16	Distribuição conjunta dos módulos dos momentos do par $e^+e^-$ obtida com simulação. . . . .	125
5.17	Eficiência de $J/\psi$ em função de seu $p_T$ . . . . .	126
5.18	Seção de choque de produção de $J/\psi$ em função da rapidez. . . . .	129
5.19	Partículas carregadas que atingiram as torres ativas do BEMC nos eventos marcados como $J/\psi$ . . . . .	130
5.20	Estudo sobre a origem da assimetria em rapidez dos dados de $J/\psi$ . . . . .	130
5.21	Seção de choque de produção de $J/\psi$ corrigida em função da rapidez. . . . .	132
5.22	Resultado de $J/\psi$ em rapidez comparado às previsões de CSM e NRQCD. . . . .	133
5.23	Espectro em $p_T$ de $J/\psi$ . . . . .	134
5.24	Espectro em $p_T$ de $J/\psi$ comparado ao espectro da colaboração PHENIX. . . . .	135
5.25	$\langle p_T^2 \rangle$ de $J/\psi$ como função da energia de centro de massa. . . . .	136

5.26	Espectros de momento transversal dos diferentes modelos apresentados comparados ao espectro com os dados experimentais obtidos e seu respectivo ajuste. . . . .	137
5.27	Espectro em $p_T$ comparado às previsões de CSM e NRQCD. . . . .	139
5.28	Seção de choque de $J/\psi$ em função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$ . .	140
5.29	Espectros de massa de $\Upsilon$ . . . . .	142
5.30	Seção de choque de produção de $\Upsilon$ em colisões $pp$ como função de $\sqrt{s}$ . . .	145
1	Processamento de dados para o sistema de monitoramento do gatilho. . .	160
2	Tabela de $\chi^2$ retirada de <a href="http://www.ime.unicamp.br/~hlauchos/">http://www.ime.unicamp.br/~hlauchos/</a> . . .	188

# Lista de Tabelas

1.1	Comparação dos valores obtidos pelo modelo de Cornell com os dados do PDG . . . . .	17
1.2	Evolução dos conceitos sobre QGP. . . . .	20
1.3	Tabela com previsões de seção de choque de produção (inclusiva) de $J/\psi$ obtidas pelos diferentes modelos, CSM, NRQCD e CEM. . . . .	30
1.4	Tabela com previsões de seção de choque de produção (inclusiva) de $\Upsilon$ . . . . .	30
1.5	Tabela de raios e massas para diferentes estados de <i>heavy-quarkonium</i> . . . . .	35
2.1	Parâmetros do gatilho de <i>heavy-quarkonia</i> . . . . .	66
5.1	Configurações testadas para a identificação de elétrons. . . . .	109
5.2	Tabela de eficiências na medida de $J/\psi$ . . . . .	126
5.3	Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de $J/\psi$ em $ y <1$ e o valor experimental obtido. . . . .	127
5.4	Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de $J/\psi$ em $ y <1$ e o valor experimental obtido, após a correção do número de contagens em $y<0$ . . . . .	131
5.5	Tabela de compatibilidade entre as curvas teóricas de $p_T$ e o espectro observado. . . . .	138
5.6	Tabela de eficiências na medida de $\Upsilon$ . . . . .	143
5.7	Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de $\Upsilon$ e o valor experimental obtido. . . . .	144



# Introdução

A evolução da física nuclear e de partículas elementares em experimentos com energias cada vez mais elevadas levou a teorias cada vez mais elaboradas sobre as interações fundamentais da natureza, culminando com o modelo padrão, do qual faz parte a cromodinâmica quântica [1, 2] (QCD). A QCD - que descreve a interação forte entre os componentes e subcomponentes nucleares - prevê o fenômeno do confinamento dos quarks e glúons em hádrons, de forma que estes não podem ser observados diretamente. Assim sendo, as medidas que dão sustentação à QCD - e ao modelo padrão - são todas realizadas de maneira indireta. É natural questionar se há algum lugar - ou instante - em que esse confinamento possa ser desfeito de forma a se observar quarks e glúons como partículas livres. Algumas especulações teóricas surgiram como respostas a essa pergunta. Uma delas diz respeito a um tempo específico em que quarks e glúons tenham existido livremente: nos instantes iniciais do universo, logo após o *Big Bang* [3, 4]. A outra situação possível para ocorrência do fenômeno de desconfinamento seria no interior de estrelas de nêutrons [5, 6]. Em ambas as situações existem condições extremas do meio que levam ao desconfinamento. Na primeira situação, o meio encontra-se em altíssimas temperaturas enquanto na segunda, o meio é submetido a pressões (ou densidades) descomunais. Para tentar sondar uma situação de desconfinamento é necessária a criação de situações onde a matéria nuclear seja submetida a condições extremas de temperatura e/ou pressão. Colisões ultra-relativísticas entre íons pesados podem ser a alternativa experimental para isso, devido à grande energia das colisões.

Quando dois núcleos pesados são acelerados nesse regime, as energias envolvidas são

muito maiores que quaisquer experimentos típicos de físicas de partículas<sup>1</sup> devido à elevada massa dos núcleos acelerados. No caso do acelerador RHIC (ver seção 2.1), núcleos de ouro são acelerados em sentidos opostos, à energia de 100 GeV por nucleon, acumulando uma energia total no centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) para a colisão de  $100 \times 197 \times 2 = 39.4$  TeV, numa região da ordem de 1 fm ( $10^{-15}$  m), garantindo uma alta densidade de energia em um volume extenso.

Uma das primeiras dúvidas que surgiram com a idéia de colisões ultra-relativísticas entre núcleos pesados era o quão transparentes eles seriam em relação um ao outro e se de fato a interação entre eles seria suficientemente grande para que a deposição de energia na região central da colisão produza algo de interessante. A resposta que logo surgiu - tanto teórica [7] quanto experimental - foi sim! Colisões nucleon-nucleon ( $p+p$  por exemplo) a altas energias tem como principal componente de sua seção de choque total a seção de choque de processos inelásticos, e os dois nucleons perdem uma fração considerável de suas energias iniciais nesses processos ( $\sim 50\%$ ) [7]. A energia perdida na interação é depositada nas vizinhanças do centro de massa do sistema e posteriormente dispersada pela evaporação de píons e outros hádrons. Assim, a grosso modo, podemos dizer que a energia depositada no centro de massa pelas inúmeras interações nucleon-nucleon entre os diversos componentes numa colisão núcleo-núcleo é aditiva. Quanto mais interações nucleon-nucleon, maior a deposição de energia. Considerando ainda o fato de que no regime ultra-relativístico a contração de Lorentz leva os núcleos a tornarem-se discos, fazendo com que todas as interações nucleon-nucleon ocorram quase que simultaneamente e em um volume muito reduzido. O meio formado constitui-se assim de uma região com densidade de energia altíssima [7]. A densidade de alguns GeV/fm<sup>3</sup> é alcançada numa colisão núcleo-núcleo, densidade essa uma ordem de grandeza acima daquela da matéria nuclear ordinária, semelhante àquela instantes após o *Big-Bang* e que pode levar a formação de um diferente estado da matéria nuclear, o plasma de quarks e glúons (QGP ou sQGP). Esse meio em condições extremas é apontado por alguns como uma excelente forma de se estudar e compreender os mecanismos de quebra de simetria quiral e sua

---

<sup>1</sup>O experimento de física de partículas de maior energia em operação é o Tevatron do Fermilab, que colide prótons e anti-prótons a  $\sqrt{s}=1.8$  TeV.

relação com o confinamento.

A questão seguinte e fundamental é a de como se determinar se de fato uma colisão ultra-relativística entre núcleos pesados culmina num meio do tipo QGP. Para se determinar a resposta a essa questão, deve-se levar em conta as características do meio para se fazer estimativas de que tipo de observações inambíguas podem ser obtidas. Essas respostas devem ser tais que não possam ser confundidas com um meio puramente hadrônico de alta densidade e temperatura (mas sem desconfinamento). Em outras palavras, como saber se houve desconfinamento e termalização do meio criado?

O estudo teórico das propriedades características de um meio do tipo QGP resulta em algumas assinaturas experimentais que podem ser observadas quando da formação do mesmo, entre as quais a supressão na produção de estados ligados de pares quark-antiquark pesados ( $Q\bar{Q}$ ) - conhecidos como *heavy-quarkonium* - que vem a ser os pares  $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ . A idéia por trás dessa supressão baseia-se na hipótese de que, em havendo o desconfinamento, os portadores de carga de cor (quarks e glúons) poderão se mover livremente no meio, causando uma espécie de saturação do ambiente e blindando a interação entre o  $Q$  e o  $\bar{Q}$ , como uma cortina de fumaça que impediria um casal de bailarinos de se enxergarem, inviabilizando a sua dança.

O estudo da supressão de *heavy-quarkonia* através de medidas experimentais é o objetivo deste trabalho. Foram realizadas medidas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  em colisões  $p + p$  com energia de centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) de 200 GeV. Foi escolhido o canal de decaimento  $e^+e^-$  para a reconstrução desses estados por ser o que melhor se adequa às capacidades do experimento STAR. Do ponto de vista científico, a escolha se deu pela necessidade se obter uma medida de base, que sirva de comparação à produção em colisões de íons pesados, fornecendo assim subsídios para que se possa tirar conclusões a respeito da existência ou não da supressão, total ou parcial, desses estados.

A organização desta tese inicia-se no capítulo 1 com uma apresentação teórica mais detalhada do QGP, da hadroprodução de *heavy-quarkonia* e os modelos de supressão destes estados em um QGP. Em seguida o capítulo 2 apresenta a descrição do aparato experimental utilizado para realização das medidas. O capítulo 3 tem objetivo de fornecer

subsídios ao processo de análise de dados, através da apresentação da simulação dos eventos de interesse, bem como da resposta dos detectores. A redução de dados e reconstrução das trajetórias é o objetivo do capítulo 4. No capítulo 5 realiza-se a análise dos dados, com auxílio das simulações e faz-se uma discussão dos resultados obtidos e comparação com os modelos e resultados teóricos apresentados no início da tese. Por último são apresentadas as conclusões finais deste trabalho.

# Capítulo 1

## Produção hadrônica de *Heavy-quarkonium* e QGP

Neste capítulo serão apresentadas as bases teóricas da produção hadrônica de *heavy-quarkonium* e as modificações previstas nessa produção induzidas pelo meio formado por colisões entre íons pesados. Inicialmente serão apresentadas as bases da QCD, os modelos de produção e algumas das parametrizações das funções de distribuição de pártons. Em seguida as modificações previstas para a produção de *heavy-quarkonium* em meio sujeito ao desconfinamento dos pártons, pela matéria nuclear fria e gás de hádrons.

### 1.1 Cromodinâmica quântica (QCD)

A cromodinâmica quântica (QCD na sigla em inglês) é a teoria quântica de campo das interações fortes. Ela recebe esse nome devido ao fato de que a interação forte se dá entre as partículas que detêm o número quântico de cor. Assim, as interações fortes ocorrem entre todas as partículas - e apenas entre essas - portadoras de cor.

O número quântico de cor foi postulado como solução à violação do princípio de exclusão de Pauli incorrida pelo modelo de quarks no caso do bárion  $\Delta^{++}$  [1]. Esse bárion possui 3 quarks *up*, todos no mesmo estado quântico se não for considerada a cor como número quântico extra, violando portanto o princípio de exclusão. Outros resultados

experimentais, tais como a medida da seção de choque  $e^+e^- \rightarrow$ hádrons, evidenciam a existência da cor como número quântico. Em experimentos desse tipo é possível se obter a relação [1, 8]:

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow H)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.1)$$

que é a relação entre a taxa de produção de hádrons sobre a taxa de produção de múons. O numerador da expressão acima contém todos os pares  $q\bar{q}$  produzidos. Então a partir de 1.1 obtemos a expressão:

$$R(E) = 3 \sum_q e_q^2 \quad (1.2)$$

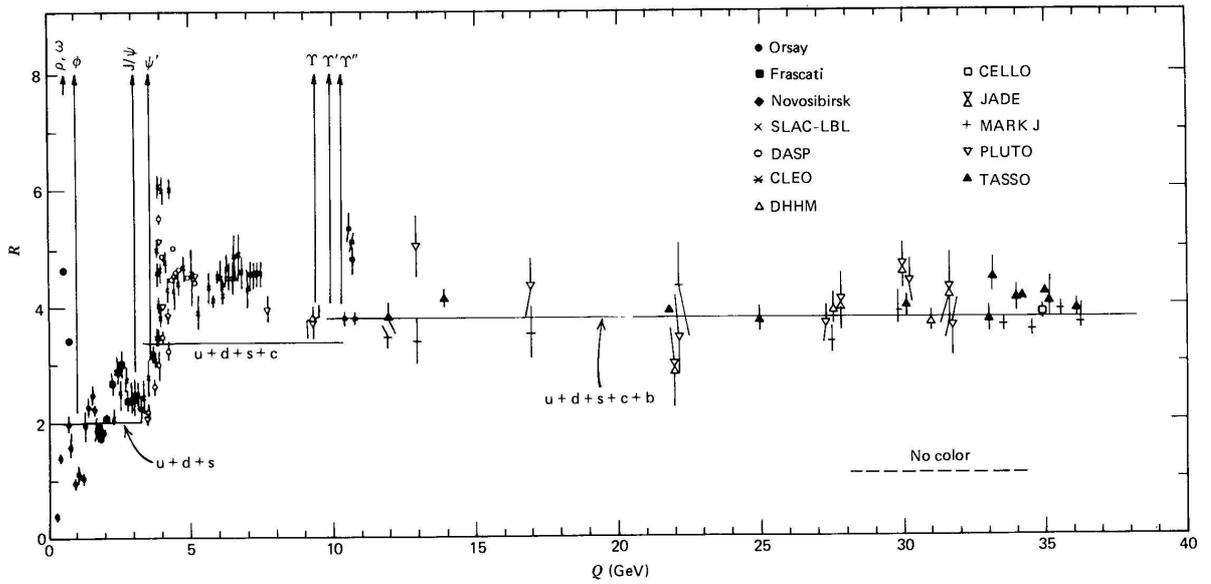
onde a soma se dá sobre todos os sabores com massas abaixo da energia do feixe  $E$  e  $e_q$  é a carga elétrica do (anti)quark de sabor  $q$ . O importante nessa expressão é o fator “3”, que dá conta das três cores possíveis. Conforme apontado nas referências [1, 8] e apresentado na figura 1.1, a expressão 1.2 concorda muito bem com os dados experimentais. No entanto falha largamente se o fator de cor é desconsiderado. Essa evidência experimental confirma assim a hipótese de cor introduzida para solucionar o problema de  $\Delta^{++}$ .

A cor, dentro da QCD, funciona de maneira análoga à carga da eletrodinâmica. Na eletrodinâmica, apenas as partículas carregadas interagem eletromagneticamente e na versão quântica da teoria (QED) essa interação se dá por meio da troca de fótons. Os fótons são os bósons portadores de interação. No caso da QCD os bósons portadores de interação são os glúons. As partículas materiais na eletrodinâmica, elétrons e pósitrons, são férmions de spin 1/2 e cargas -1 e +1 respectivamente. Os férmions da QCD são os quarks, com spin 1/2, com cargas  $\pm 1/3$  e  $\pm 2/3$ , dependendo do sabor ( $u, d, s, c, b$  ou  $t$ ). A QED é uma teoria de calibre abeliana do grupo de simetria  $U(1)$  e sua lagrangeana<sup>1</sup> é dada por [9]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QED} &= \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Maxwell} + \mathcal{L}_{int} \\ \mathcal{L}_{QED} &= \bar{\psi}(i\cancel{\partial} - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \end{aligned}$$

---

<sup>1</sup>Essa de fato é a densidade lagrangeana, mas por simplicidade será tratada por lagrangeana.



**Figura 1.1:** A razão experimental  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  como função da energia do feixe. A linha contínua apresenta o resultado obtido pela expressão 1.2 e a linha tracejada o valor previsto sem considerar a existência do número quântico de cor. Figura extraída da referência [8].

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

com  $D_\mu = (\partial_\mu + ieA_\mu)$ . Analogamente temos a lagrangeana da QCD como sendo [9]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_j \bar{\psi}_j(i\not{D} - m_j)\psi_j - \frac{1}{2}\text{Tr}_c(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}) \quad (1.4)$$

onde a soma em  $j$  se dá sobre todos os seis sabores dos quarks e o índice “c” subscrito ao traço denota que este deve ser tomado no espaço de cores.

Em termos gerais, as duas teorias tem muitas semelhanças, mas a diferença mais fundamental entre elas é que os bósons da QCD (glúons) possuem carga. A consequência disso é a que a QCD torna-se então uma teoria de calibre não-abeliana, do grupo de simetria  $SU(3)$ . O fato da QCD ser uma teoria de calibre não-abeliana, implica em importantes consequências para a natureza dos quarks e glúons [8], a saber, a liberdade assintótica e o confinamento da cor.

### 1.1.1 Liberdade assintótica

A liberdade assintótica prevê que as partículas coloridas, em distâncias muito pequenas, tenham seu potencial reduzido de tal forma que podem, em tais circunstâncias, ser aproximadamente tratadas como livres. O mesmo tratamento pode ser dado nas situações em que há uma grande transferência de momento entre as partículas. A liberdade assintótica permite, portanto, que dentro desses limites estritos, a QCD pode ser tratada perturbativamente [8, 10]. Em termos mais formais, a liberdade assintótica pode ser expressa pela equação<sup>2</sup> que determina o valor da constante de acoplamento das interações fortes,  $\alpha_s$  em função do quadri-momento  $q$  [10]

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{(11n-2s)}{12\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.5)$$

onde  $\mu$  pode ser interpretada como a massa do quark após a renormalização [10],  $n$  corresponde ao número de cores da teoria e  $s$  o número de sabores. É possível concluir dessa expressão que a constante de acoplamento se reduz à medida que  $q \rightarrow \infty$ .

É conveniente a introdução da constante  $\Lambda_{QCD}$ , definida por

$$\Lambda_{QCD}^2 = \mu^2 \exp\left[\frac{-12\pi}{(11n-2s)\alpha_s(\mu^2)}\right] \quad (1.6)$$

Assim a expressão para a constante de acoplamento  $\alpha_s$  fica

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(11n-2s) \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (1.7)$$

A vantagem dessa simplificação é que, para um dado valor fixado de  $q$ , o valor da constante de acoplamento fica dependente de um único parâmetro. O valor para essa nova constante foi obtido experimentalmente como  $\Lambda_{QCD} \approx 450$  MeV [11]. Com essa informação é possível determinar em que condições pode-se aplicar a teoria de perturbação à QCD.

---

<sup>2</sup>Considerando correções de 1 *loop*.

### 1.1.2 Confinamento

Uma outra consequência do fato de a QCD ser uma teoria não-abeliana é o confinamento dos portadores de cor dentro dos hádrons. A forma mais simples de se compreender esse problema é a idéia de que, a medida que dois quarks se afastam, a interação entre eles aumenta, pois o valor de  $\alpha_s$  aumenta com a distância [1]. Assim a energia depositada no potencial vai aumentando continuamente até que em determinado momento há energia suficiente para a produção de um par  $q\bar{q}$  no espaço existente entre o par de partículas original, mantendo esses quarks confinados ao espaço interno dos novos hádrons que se formam nessa interação.

De maneira mais formal, o confinamento de cor vem do fato que os quarks pertencem à representação fundamental do grupo  $SU(3)$ , e os anti-quarks à mesma representação conjugada. Somente ocorrem na natureza os estados que formam um singlete de cor. Esses são os casos para os mésons, formados por um par  $q_i\bar{q}_j$ , e dos bárions, formados por  $q_iq_jq_k$ . Os índices subscritos indicam que os sabores dos quarks e anti-quarks que formam um mesmo estado são, em geral, diferentes. Esses estados formam singletos, pois no caso dos mésons, temos uma cor e uma anti-cor e no caso dos bárions temos as três cores diferentes juntas (azul, verde, vermelho ou r+g+b), que formam o “branco” ou o singlete. Tomando o caso dos mésons por exemplo, que se transformam como uma das representações fundamentais do produto direto  $3\otimes\bar{3}$ , podemos verificar que essa transformação pode ser decomposta

$$3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8 \quad (1.8)$$

ou seja, os mésons podem se transformar como um singlete ou como um octeto de cor. Apesar dessa característica o estado físico assintótico dos mésons deve ser um estado singlete de cor.

### 1.1.3 O modelo de pártons

Experimentos de espalhamento  $e-p$ , em regime de espalhamento inelástico profundo, revelou que os prótons tem uma estrutura constituída de partículas pontuais e não interagentes entre si. Essas partículas pontuais foram denominadas “pártons”. Para energias muito elevadas é possível que o elétron, ao interagir com um párton, desintegre o próton, produzindo novos hádrons, num espalhamento do tipo  $ep \rightarrow eX$ . A seção de choque diferencial deste processo, integrando em todos os possíveis estados assintóticos  $X$  é dada por [2]

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \left( \frac{\alpha_e \hbar}{2E \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right)^2 \left[ 2W_1 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (1.9)$$

onde  $E$  e  $E'$  são, respectivamente, as energias inicial e final do elétron,  $\theta$  é o ângulo de espalhamento,  $\Omega$  o ângulo sólido,  $\alpha_e$  a constante de estrutura fina da QED e  $W_1$  e  $W_2$  são as funções de estrutura que descrevem o vértice hadrônico. Definindo os quadri-momentos inicial e final do elétron como  $p_i$  e  $p_f$  respectivamente, o quadri-momento e massa do próton respectivamente como  $P$  e  $M$ , podemos definir as variáveis

$$q^2 \equiv (p_i - p_f)^2 \quad (1.10)$$

$$\nu \equiv \frac{q \cdot P}{M} \quad (1.11)$$

$$x \equiv -\frac{q^2}{2M\nu} \quad (1.12)$$

No final dos anos 1960 Bjorken previu que, para valores muito elevados de  $q^2$ , as funções de estrutura introduzidas na expressão 1.9 tornam-se independentes de  $q^2$  e passam a depender exclusivamente da variável  $x$ . Assim, ele propôs que [12, 13]

$$MW_1(q^2, \nu) \longrightarrow F_1(x)$$

$$\nu W_2(q^2, \nu) \longrightarrow F_2(x) \quad (1.13)$$

Esse resultado de Bjorken, conhecido como *scaling*, foi comprovado posteriormente con-

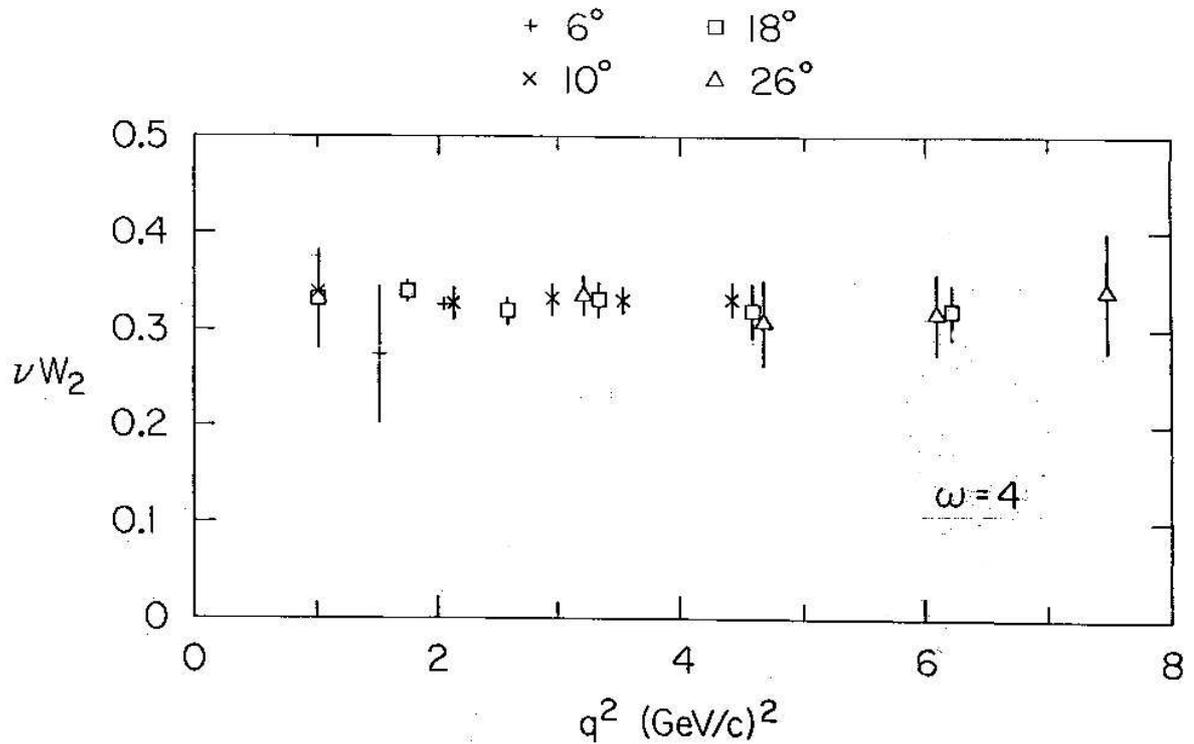


Figura 1.2: Evidência experimental do *scaling* de Bjorken. Retirado da referência [14]

forme mostra a figura 1.2.

Pouco tempo depois Callan e Gross [15] sugeriram que as funções de *scaling* relacionavam-se como

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (1.14)$$

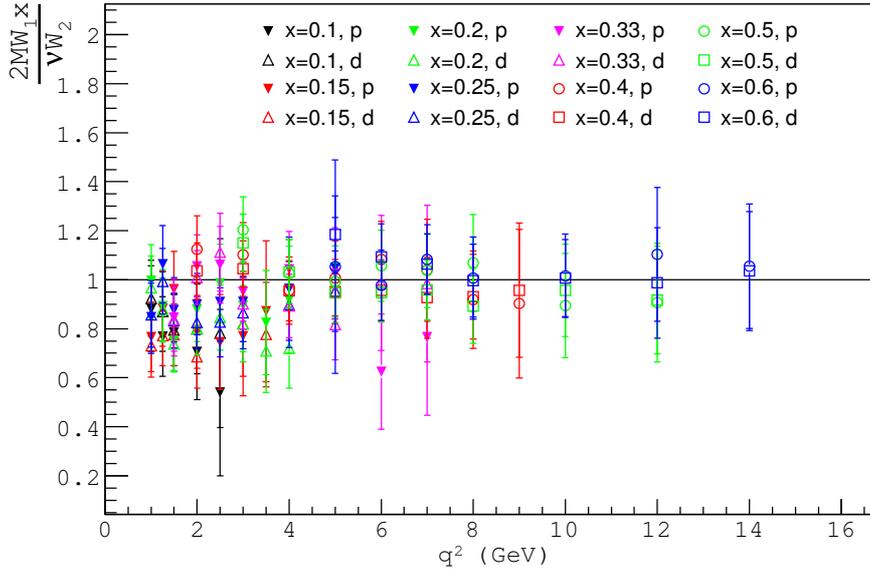
e essa previsão acabou também sendo confirmada conforme pode ser visto na figura 1.3.

A conseqüência desses dois resultados em conjunto é a de que os nucleons são constituídos de partículas pontuais livres. Essa é uma forte evidência de suporte ao modelo de quarks.

Diante das evidências apresentadas acima, usando a relação de Callan-Gross, a expressão 1.9 simplifica-se bastante, tornando-se

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{F_1(x)}{2M} \left( \frac{\alpha_e \hbar}{E \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right)^2 \left[ 1 + \frac{2EE'}{(E-E')^2} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (1.15)$$

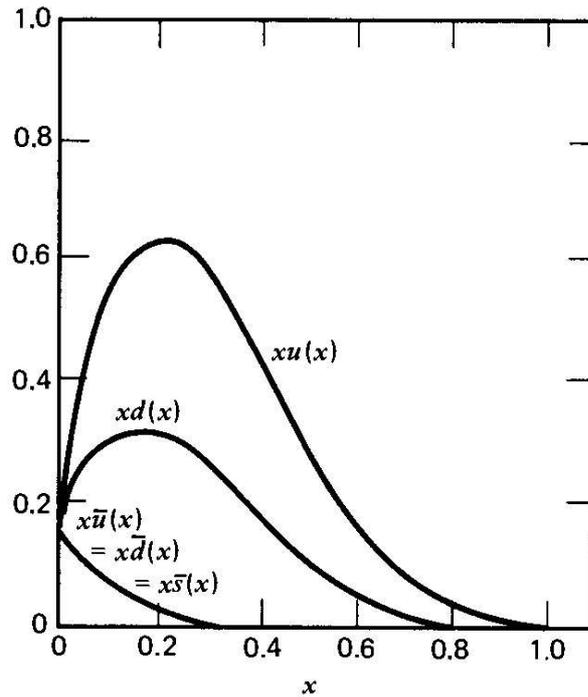
ou seja, agora a seção de choque do espalhamento inelástico depende de apenas uma



**Figura 1.3:** Evidência experimental da relação de Callan-Gross. Figura construída com dados extraídos de [16]. A razão entre as funções de estrutura de prótons ( $p$ ) e dêuterons ( $d$ ) com  $0,1 \leq x \leq 0,6$ .

função de estrutura,  $F_1(x)$ , e não mais de duas. Essa função de estrutura deve contemplar a informação a respeito do momento dos partons que compõem os nucleons. Uma primeira abordagem, bastante simples seria considerar que cada parton carrega uma fração  $z_i$  do momento do nucleon, de tal forma que  $\sum_i z_i = 1$ . Assim teríamos que o momento de cada parton seria  $p_i = z_i P$ . Essa simplificação traz algumas conseqüências indesejáveis. Uma delas é a de que essa forma de dividir o momento total do nucleon implica que todas as 4 componentes do quadri-momento de cada um dos partons tem exatamente a mesma fração das suas respectivas componentes do momento do nucleon. Com isso não existe movimento relativo entre os partons e, no referencial do nucleon, todos os partons estão parados. Para evitar essa situação pouco realista, é mais adequado tratar a questão com uma função de probabilidade de distribuição de momento dos partons, conhecida como PDF<sup>3</sup> na sigla em inglês. Assim considerando-se a PDF de cada parton, a função de

<sup>3</sup>Parton Distribution Function.



**Figura 1.4:** Função de estrutura dos quarks de um próton. Curvas extraídas de análises de dados de espalhamento inelástico profundo. Figura extraída de [8]

estrutura pode ser escrita como [1, 8]

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i Q_i^2 f_i(x) \quad (1.16)$$

onde  $Q_i$  e  $f_i(x)$  são, respectivamente, a carga e a PDF do párton  $i$ .

Agora consideremos o caso de um próton, que é formado por  $2u$  e  $1d$ . Considerando que cada um dos quarks que compõem o próton, são seus únicos pártos e considerando a PDF de cada um deles como sendo  $u(x)$  e  $d(x)$ , para os  $u$ 's e para o  $d$  respectivamente. A figura 1.4 apresenta essas funções como determinadas a partir de experimentos de espalhamento inelástico profundo. Integrando essas curvas em  $x$ , obtemos a fração do momento do próton que cada espécie de quark carrega consigo. Assim temos

$$\int_0^1 x u(x) dx + \int_0^1 x d(x) dx = 0,36 + 0,18 = 0,54 \quad (1.17)$$

ou seja, algo como 54% do momento do próton cabe aos seus quarks. Essa informação leva

à conclusão de que existem outros componentes nos prótons que sejam neutros eletricamente, uma vez que num espalhamento inelástico profundo os elétrons interagem eletromagneticamente apenas. Esse resultado não apenas evidencia a existência dos glúons, como aponta para a sua contribuição ao momento dos prótons como sendo quase metade desse valor.

Para finalizar essa apresentação sobre o modelo de pártons cabe ainda ressaltar mais uma importante informação presente na figura 1.4: o mar de Dirac de quarks, ou simplesmente, mar de quarks. Assim, os quarks que tipicamente formam um nucleon -  $uud$  para o próton e  $udd$  para o nêutron - são chamados de “quarks de valência”, em contraposição aos “quarks do mar”. Esses últimos tem uma existência temporária e são criados a partir da reação  $g \rightarrow q\bar{q}$  sendo posteriormente aniquilados na reação inversa. A contribuição desse tipo de quarks ao momento dos nucleons é tanto mais importante quanto menor o valor de  $x$ , conforme mostra a figura 1.4.

Consideremos agora não mais o espalhamento inelástico profundo  $ep$ , mas sim um espalhamento hadrônico de alta energia,  $pp$  por exemplo. O que temos é uma espécie de coleção de partículas livres colidindo, ou seja, os pártons de ambas as partes. Rotulando um do prótons deste espalhamento de  $A$  e o outro de  $B$ , a seção de choque inclusiva  $AB \rightarrow cX$ , considerando os pártons de ambos livres, é obtida tomando-se as seções de choque  $\hat{\sigma}_{ab}$  dos processos partônicos  $ab \rightarrow cX$ , multiplicadas pelas probabilidades dadas pelas suas respectivas PDFs, somando-se sobre todos os pártons  $a$  e  $b$ . Considerando ainda que  $f_{a/A}(x_a)$  é a função distribuição de probabilidade de encontrar o párton  $a$  com fração do momento entre  $x_a$  e  $x_a + dx_a$ , a probabilidade do processo  $a$  é dada pelo produto  $dx_a f_{a/A}(x_a)$ , integrado em  $dx_a$ . Assim, a seção de choque inclusiva fica

$$\sigma(AB \rightarrow cX) = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \hat{\sigma}(ab \rightarrow cX) \quad (1.18)$$

onde as minúsculas  $a$  e  $b$  rotulam os pártons contidos, respectivamente, em  $A$  e  $B$ .

As funções de distribuição têm grande importância para o cálculo da seção de choque, porém há grande desconhecimento em relação à sua forma. Elas são acessíveis apenas

fenomenologicamente e/ou a partir de observações experimentais, às quais se ajustam os parâmetros fenomenológicos.

Existem vários grupos responsáveis por alguns modelos de funções de distribuição, dos quais os mais conhecidos, e que serão usados na elaboração das previsões teóricas desta tese, são MRST [17], CTEQ [18] e GRV[19]. Cada um desses modelos tem várias versões que correspondem a diferentes atualizações ou outras pequenas diferenças na abordagem dada ao problema.

### 1.1.4 *Quarkonium e heavy-quarkonium*

Como visto anteriormente, todo méson é um estado singlete de um par  $q_i\bar{q}_j$ , com  $i \neq j$ , de maneira geral. Quando ocorre um estado onde  $i = j$ , ele passa a ser denominado *quarkonium* em analogia ao estado ligado formado por um par  $e^+e^-$ , o *positronium*. Quando o sabor dos componentes do par  $q\bar{q}$  é pesado<sup>4</sup> ( $c$  ou  $b$ ) o estado é então denominado *heavy-quarkonium*. Essa denominação traz em si muito mais do que uma mera qualificação por categoria de massa. Ele implica no fato de que os *heavy-quarkonia* podem ser tratados perturbativamente, ao passo que os *quarkonia* leves não. Um par  $s\bar{s}$  é um estado eminentemente relativístico, pois se compararmos a massa dos componentes ( $m_s \approx 480 \text{ MeV}/c^2$  em mésons) com a constante introduzida na seção 1.1.1,  $\Lambda_{QCD}$ , vemos que os valores são aproximadamente iguais, o que não garante que o tratamento perturbativo, garantido pela liberdade assintótica, possa ser aplicado, pois pela equação 1.7, a constante de acoplamento calculada na escala de massa do quark estranho,  $\alpha_s(m_s)$ , é maior que 1.

Em contrapartida, na escala de massa do quark  $c$ , o mais leve dos pesados considerados, a constante de acoplamento é  $\alpha_s(q^2 = m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2) \approx 0,9$ . De fato, ao se fazer a conta reversa, o limiar de massa tal que  $\alpha_s(m) = 1$  se dá em  $m \cong 1,2 \text{ GeV}/c^2$ . Na verdade esse valor faz com que a massa do quark  $c$ , estimada entre 1,2 e 1,5  $\text{GeV}/c^2$ , tenha em seu limite inferior o valor limítrofe para a aplicação de métodos perturbativos. Mas

---

<sup>4</sup>Devido ao curtíssimo tempo de vida - resultante de sua grande massa - do quark  $t$  não se espera ser possível a formação de um estado ligado  $t\bar{t}$

como veremos mais adiante, o tratamento perturbativo mostra-se adequado ao *charmonium*<sup>5</sup>. Para os pares  $b\bar{b}$  os métodos perturbativos podem ser adotados ainda com maior segurança, uma vez que  $m_b \gtrsim 3m_c$ .

Uma primeira e simples abordagem, considerando a natureza perturbativa dos *heavy-quarkonia*, foi a adoção do chamado modelo de Cornell [20] para o potencial do par  $Q\bar{Q}$ . Nesse modelo um potencial de forma simples era constituído por um termo análogo ao potencial coulombiano e um outro termo linear em  $r$ , de forma a contemplar a condição de confinamento ao modelo. Assim, o potencial tem a forma

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{K}{r} + F_0 r \quad (1.19)$$

onde a variável  $r$  representa a distância entre os componentes do par  $Q\bar{Q}$ , e  $K$  e  $F_0$  são constantes, que podem conter uma dependência interna em  $\alpha_s$ .

Com esse potencial é possível encontrar as soluções para a equação de Schrödinger considerando o sistema como não relativístico. O modelo, apesar de sua simplicidade, obteve resultados bastante satisfatórios (erros  $<2\%$  para  $c\bar{c}$  e  $<1\%$  para  $b\bar{b}$  [20]) na descrição dos estados ligados de  $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ , conforme apresentado na tabela 1.1, onde as previsões do modelo são confrontadas com os dados do PDG.<sup>6</sup> Esse moderado sucesso serve como indicativo da adequação do uso de cálculos perturbativos para *heavy-quarkonia*.

Na seção 1.2 serão apresentados alguns modelos mais sofisticados para descrição dos *heavy-quarkonia*, baseados em métodos perturbativos.

### 1.1.5 O modelo de sacola

A seção anterior apresentou como estados ligados de quarks pesados - mésons especificamente - podem ser tratados com sucesso de maneira perturbativa. No entanto, os estados ligados de quarks leves são eminentemente relativísticos e o mesmo tipo de tratamento apresentado anteriormente não se aplica.

---

<sup>5</sup>Seguindo a lógica adotada para nomenclatura os pares  $c\bar{c}$  são freqüentemente chamados de *charmonium* e os  $b\bar{b}$  de *bottomonium*

<sup>6</sup>*Particle Data Group*

Estado	Massa experimental (MeV)	Previsão (MeV)
$\psi(3770)$	$3770 \pm 3$	3810
$\psi(4040)$	$4040 \pm 10$	4110
$\psi(4160)$	$4159 \pm 20$	4190
$\psi(4415)$	$4415 \pm 6$	4460
$\chi_{b0,1,2}(1P)$	9860, 9893, 9913	9960
$\Upsilon(2S)$	10023	10050
$\chi_{b0,1,2}(2P)$	10232, 10256, 10269	10310
$\Upsilon(3S)$	10355	10400

**Tabela 1.1:** Comparação dos valores obtidos pelo modelo de Cornell com os dados do PDG. Os valores da última coluna à direita são valores originais calculados em 1979.[20] Para a realização desses cálculos, os parâmetros  $K$  e  $F_0$  foram obtidos ajustando-se o modelo aos valores experimentais da época para  $J/\psi$ ,  $\psi'$  e  $\chi_{c0,1,2}$  e  $m_c=1,84 \text{ GeV}/c^2$  para estados  $c\bar{c}$ . Para os  $b\bar{b}$  os parâmetros foram ajustados com  $\Upsilon(1S)$  e  $m_b=5,17 \text{ GeV}/c^2$ .

Uma abordagem bastante útil desenvolvida para descrever esses quarks em seus estados ligados, ou ainda, em situação de confinamento, é o chamado “modelo de sacola” [21]. Existem diferentes versões desse modelo, que consiste essencialmente na idéia de que os hádrons seriam como sacolas, de tamanho finito, contendo os quarks que o compõem. Dentro da sacola, os quarks comportam-se como partículas livres e sem massa, e além dos limites da sacola possuem massa infinita. Nesse modelo o confinamento é dado pelo equilíbrio resultante da pressão da sacola ( $B$ ), direcionada para dentro, e a pressão interna, proveniente da energia cinética dos quarks, direcionada para fora. Na versão do MIT<sup>7</sup> para o modelo,  $B$  é uma quantidade fenomenológica introduzida para dar conta dos efeitos não perturbativos da teoria. As condições de fronteira são definidas de tal forma que quarks e glúons mantenham-se confinados dentro da sacola e, como consequência da lei de Gauss, a sacola encontra-se sempre num estado singleto de cor.

Embora o modelo de sacola tenha obtido razoável sucesso em termos de previsões quantitativas, sua apresentação nesta seção teve o intuito de introduzir um conceito qualitativo como ponto de partida para a próxima seção.

<sup>7</sup> *Massachusetts Institute of Technology*

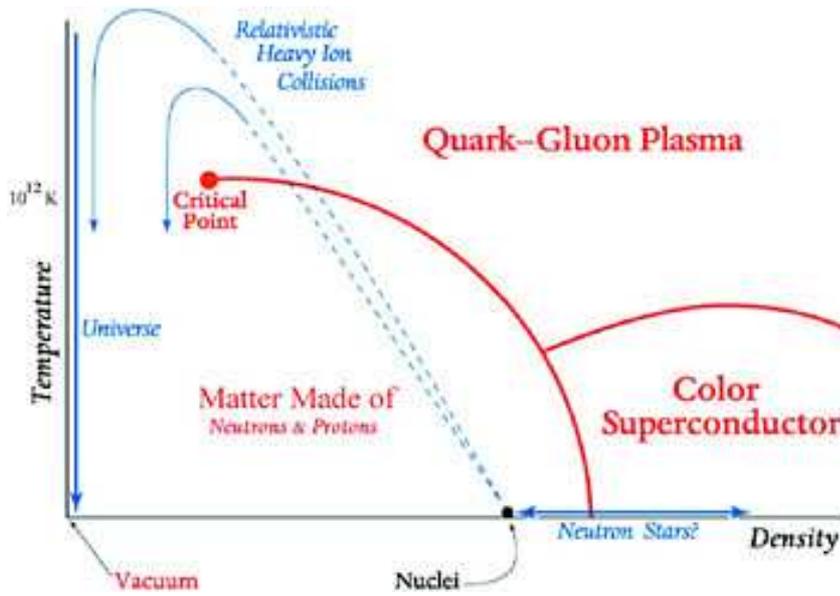


Figura 1.5: Diagrama de fase da matéria nuclear.[22]

### 1.1.6 Plasma de Quarks e Glúons (QGP)

Partindo do modelo de sacola é fácil imaginar que se houver, por algum mecanismo qualquer, um acréscimo da pressão interna do hádron, pode-se chegar a um ponto tal em que a pressão interna supere o valor de  $B$ . Assim, a pressão da sacola não consegue mais conter a matéria quarkônica de seu interior e um novo estado dessa matéria pode ser alcançado. Nesse novo estado, quarks e glúons estariam livres do confinamento.

Assim o aumento da pressão interna dos hádrons é a condição necessária para se atingir esse novo estado da matéria e, para se conseguir isso, ao menos uma de duas condições é necessária: aumentar a temperatura ou aumentar a densidade bariônica, ambos acima de certos valores críticos. A figura 1.5 esquematiza o diagrama de fase da matéria nuclear.

Considerando apenas a condição de altas temperaturas<sup>8</sup> pode se fazer uma estimativa da temperatura crítica necessária para se atingir o desconfinamento. Utiliza-se um modelo simplificado, onde quarks e glúons são considerados partículas não interagentes e sem massa e o número de quarks e anti-quarks é o mesmo. Usando o formalismo de mecânica estatística (contido em [23, 24], por exemplo) para se obter as pressões de um gás de férmions (quarks) e de um gás de bósons (glúons), de forma a se obter a pressão total  $P$

<sup>8</sup>Cenário alcançado no RHIC

de um sistema de quarks e glúons em equilíbrio térmico a uma temperatura  $T$ , ocupando um volume  $V$ , temos<sup>9</sup> que,

$$P = \frac{37\pi^2}{90} T^4 \quad (1.20)$$

Com esse resultado e fazendo a pressão do gás igual à pressão da sacola, ou  $P = B$ , encontramos a estimativa de temperatura crítica  $T_c$  para esse modelo simplificado

$$T_c = \left( \frac{90}{37\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (1.21)$$

considerando o valor  $B^{1/4}=206$  MeV [4], obtém-se  $T_c=145$  MeV. Assim, por esse simples modelo, se for dada energia suficiente a um sistema de hádrons para que sua temperatura atinja  $T \approx 150$  MeV, teríamos uma transição para uma fase de desconfinamento dos quarks e glúons. Cálculos mais recentes de QCD na rede apontam para  $T_c \sim 170$  MeV [25].

É importante notar, no entanto, que a idéia do QGP, conforme desenvolvida aqui, é a de um meio contínuo. No entanto é evidente que esse meio material é delimitado dentro de certos contornos. É como se, na verdade, fosse criada uma “sacola” de grandes proporções. Nessas condições há que se considerar a pressão da sacola sobre o meio e a pressão do plasma será dada pela expressão 1.20, subtraída da constante  $B$ .

Outro detalhe importante é o fato de que esse modelo considera as partículas como não interagentes. Outras abordagens mais sofisticadas [26] mantêm essa idéia, definida mais precisamente como um gás de quarks e glúons assintoticamente livres. Entre outras coisas, esses modelos prevêm uma transição de fase de primeira ordem, além da restauração da simetria quiral. No entanto, a compreensão atual sobre o sistema formado nas colisões entre íons pesados [27] mostra que esses modelos tiveram que sofrer grandes revisões. A tabela 1.2 - extraída de [28] - apresenta a evolução dos conceitos que definem o QGP.

Diante das evidências experimentais, a noção de QGP foi forçada a evoluir para um sistema semelhante a um líquido viscoso, com componentes submetidos a uma forte interação mútua, que acaba por fazer com que esses constituintes adquiram massa não nula. Os principais resultados experimentais que suportam essa última afirmação são

---

<sup>9</sup>O detalhamento desse resultado pode ser encontrado na referência [4]

Conceito inicial	Conceito atual
Densidade de quarks muito elevada	Densidade não tão elevada
$\alpha_s$ muito pequena	$\alpha_s$ efetiva elevada
Quarks e glúons sem massa	Quark e glúons com massa efetiva finita
Constituintes fracamente interagentes	Constituintes fortemente interagentes
Gás homogêneo e “estático”	Sistema dinâmico, “líquido”
Temperaturas elevadíssimas	Temperaturas próximas a $T_c$
Velocidade do som desprezível	Velocidade do som com valor finito
Longa duração do estado	Duração do estado muito curta

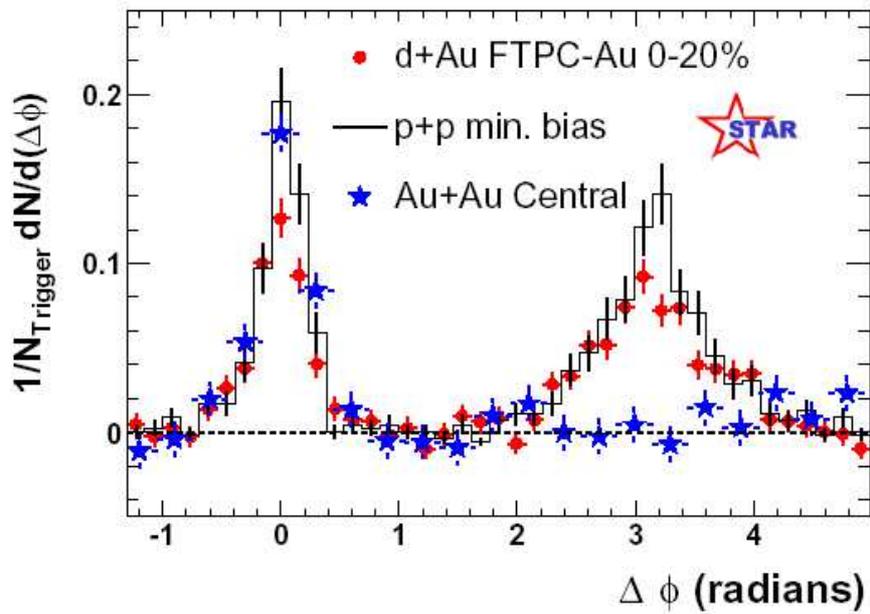
**Tabela 1.2:** *Evolução dos conceitos sobre QGP. Extraído de [28]*

apresentados a seguir.

Inicialmente, o resultado sobre a supressão de jatos hadrônicos apresenta o fato de que a matéria formada nas colisões  $Au + Au$  cria um meio que impõe um elevado nível de interação aos pártons que se movimentam dentro dele. Isso é observado pelo desaparecimento de um dos lados de um jato de duas componentes opostas.

Num jato hadrônico típico os pártons que interagem na colisão produzem um par  $q\bar{q}$  com alto momento transversal, e por conservação de momento, o  $q$  e o  $\bar{q}$  seguem alinhados na mesma direção e com sentidos opostos. Devido ao confinamento ao qual se submetem os quarks, a medida que se afastam, ocorre a fragmentação em hádrons do par inicialmente formado. Os hádrons formados na fragmentação podem ser observados por detectores e a diferença angular azimutal entre eles é  $\Delta\phi \sim \pi$ .

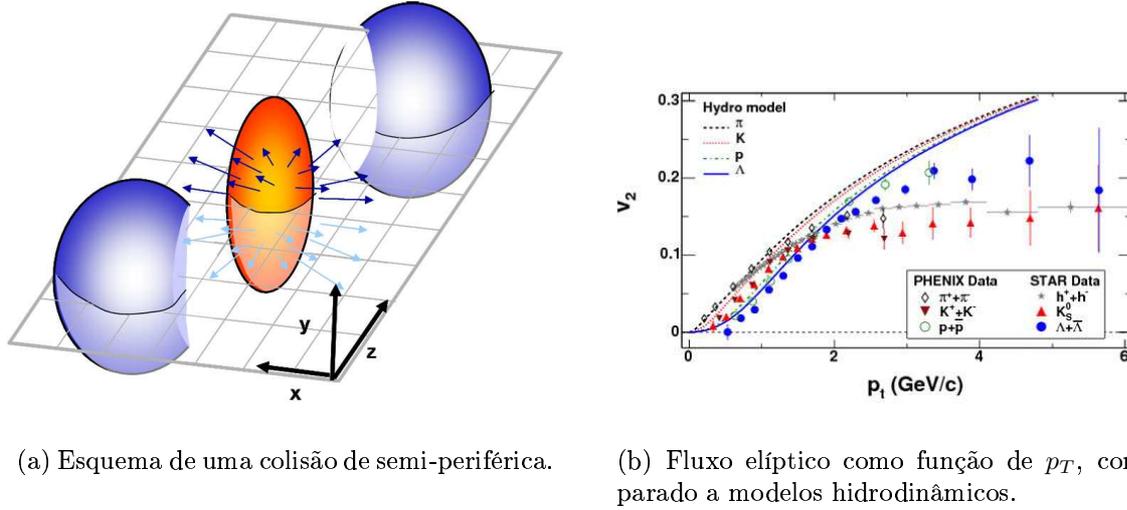
A figura 1.6 apresenta os dados de  $Au + Au$  comparados aos dados em  $p + p$  e  $d + Au$  [29, 30]. É possível notar que para os três tipos de colisões estudadas, existe um pico em torno de  $\Delta\phi=0$  e para  $p + p$  e  $d + Au$  um segundo pico é visível em torno de  $\Delta\phi = \pi$ . Esse segundo pico é esperado para um típico jato de duas componentes conforme definido acima, uma vez que a separação angular entre eles é  $\sim \pi$ . Observa-se que o segundo pico de  $d + Au$  é ligeiramente menor que o respectivo pico obtido em colisões  $p + p$  devido a efeitos de supressão associados à matéria nuclear fria. Esse efeito da matéria nuclear ordinária, no entanto, não é suficiente para explicar a completa supressão do segundo pico nos dados de colisões de  $Au + Au$  centrais. Esse resultado sugere que essa supressão se deva



**Figura 1.6:** Evidência da supressão de jatos em colisões  $Au + Au$  centrais. Figura extraída de [27]

a interações de estado final dos pártons espalhados - ou de seus respectivos produtos de fragmentação - com o meio formado na colisão. Assim, pode-se inferir que esse meio deve possuir uma alta densidade para que as múltiplas interações dos pártons e/ou hádrons do jato com os constituintes do meio sejam suficientes para absorver completamente ao menos uma das componentes desse jato.

Outra evidência experimental acerca do comportamento de um fluido altamente interagente do meio formado em colisões  $Au + Au$  é o fluxo elíptico ocorrido em colisões semi-periféricas, ou de média centralidade. Nessas colisões, a região de interação dos núcleos tem forma aproximadamente elíptica. A figura 1.7(a) esquematiza a região formada pela sobreposição dos dois núcleos de ouro de uma colisão. O plano de reação numa colisão deste tipo é definido como aquele formado pela direção dada pelo parâmetro de impacto com a direção da linha do feixe. Devido à geometria elipsoidal do meio formado pela colisão, o gradiente de pressão do meio é maior na direção do plano de reação do que na direção perpendicular a ele. Essa diferença de gradiente proporciona uma expansão com velocidade mais acentuada quanto mais próximo se estiver do plano de reação. Com isso, as partículas originadas dessa região terão momento transversal médio maior



**Figura 1.7:** Fluxo elíptico em colisões  $Au+Au$ . A esquerda é apresentada a esquematização de uma colisão de média centralidade levando à formação de um meio com geometria elipsoidal. A direita os dados experimentais de  $v_2$  [31, 32] como função de  $p_T$ , comparados a previsões do modelo hidrodinâmico.[33]

do que aquelas oriundas das extremidades alinhadas com a perpendicular ao plano. Essa anisotropia em relação ao plano de reação na produção das partículas pode ser caracterizada por uma expansão em série de Fourier da componente azimutal ( $\phi$ ) da distribuição espaço-momento:

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + \sum_n 2v_n \cos(\phi - \Psi_{pr}) \quad (1.22)$$

onde  $\Psi_{pr}$  é o ângulo azimutal do plano de reação. Devido à geometria da colisão, espera-se que a contribuição dominante venha do segundo termo dessa expansão, conhecido como  $v_2$ . A figura 1.7(b) apresenta os valores experimentais [31, 32] de  $v_2$  de algumas espécies de hádrons, como função do momento transversal. Na mesma figura, para comparação, são apresentadas previsões do modelo hidrodinâmico [33]. É possível notar que para baixos valores de  $p_T$  existe um excelente acordo entre a previsão do modelo e as medidas obtidas. Considerando o fato de que esses modelos hidrodinâmicos são baseados na hipótese de um fluido relativístico ideal e que a razão entre a viscosidade e a densidade de entropia obtidos, no nível partônico, é da ordem de 1 décimo, conclui-se [34] que o meio formado tem as características de um fluido próximo do ideal.

Embora a compreensão a respeito do meio formado em colisões de íons pesados tenha evoluído significativamente, a pergunta “ocorre a formação de um QGP nas colisões  $A + A$  relativísticas” continua sem uma resposta conclusiva. Muito já se sabe sobre as características desse novo sistema formado, tais como alto nível de interação, de dissipação e de coletividade. Mas, para se obter uma resposta conclusiva foram concebidas [27] várias “assinaturas” experimentais que se espera obter como consequência da formação de um QGP. Dentre as diversas previsões teóricas desenvolvidas uma delas é que motiva esse trabalho. A seguir a transcrição<sup>10</sup> dessa previsão, extraída da referência [27]:

*Acima de  $T_c$  o potencial efetivo entre um par quark-antiquark pesado toma a forma de um potencial coulombiano 'blindado', com massa 'blindada' (ou o inverso da distância de blindagem) crescendo rapidamente à medida que a temperatura aumenta acima de  $T_c$ . Esse aumento da massa 'blindada' leva a um encurtamento no alcance da interação  $Q\bar{Q}$ , e conseqüentemente a uma supressão na produção de heavy-quarkonium em relação aos estados abertos de quarks pesados (mésons  $D$  e  $B$ ).*

Essa previsão relaciona a produção de estados de *heavy-quarkonium* com a produção de estados abertos do seu respectivo quark pesado. A questão óbvia que surge é: qual é a proporção entre esses estados que corresponde à produção não suprimida de *heavy-quarkonium*? Em outras palavras, se não fossem os efeitos esperados do QGP, quais seriam então as produções de *heavy-quarkonium* e dos estados abertos? Para ajudar a esclarecer a questão, consideremos que existe uma proporcionalidade na produção de quarks pesados em colisões  $p + p$ , onde não se espera a formação de meio material, e colisões  $A + A$ <sup>11</sup>. Assim, podemos esperar a mesma proporcionalidade para *heavy-quarkonium*. Bastaria portanto obter-se a medida de produção de *heavy-quarkonium* em colisões  $p + p$  e compará-la ao correspondente valor em  $A + A$  devidamente normalizado para sua equivalência em colisões nucleon-nucleon (colisões binárias). A verdade é que somente isso não basta, pois devem ser considerados outros efeitos, como a influência da matéria nuclear fria na produção de quarks pesados, por exemplo.

Com o intuito de se conseguir fazer uma medida que responda as questões em aberto,

<sup>10</sup>Livre tradução, adaptada para incluir os estados  $b\bar{b}$ .

<sup>11</sup>Essa afirmação é fundamentada na seção 1.3.1.

é preciso entender os mecanismos de produção de *heavy-quarkonium*, bem como a modificação dessa produção pela matéria nuclear fria e por último, os efeitos de um meio quente e desconfinado. Uma breve descrição desses elementos é o objetivo das demais seções desse capítulo.

## 1.2 Produção de *heavy-quarkonium*

A hadroprodução de *heavy-quarkonium* [11] pode ser estudada usando-se de métodos perturbativos da QCD, devido à elevada massa de seus constituintes, como já mencionado em seções anteriores. Em geral, a produção de *heavy-quarkonium* é fatorizada em duas partes, sendo, a grosso modo, primeiramente a produção do par  $Q\bar{Q}$  e em seguida a hadronização do par. A figura 1.8 apresenta os diagramas de Feynman dos principais processos responsáveis pela produção de  $Q\bar{Q}$  em ordem mais baixa de perturbação. A produção pela fusão de glúons é a contribuição dominante, uma vez que processos  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  só ocorrem através dos antiquarks do mar de Dirac do nucleon, e a fração de momento desses em relação ao momento do próton é muitíssimo menor que a fração dos glúons. O par  $Q\bar{Q}$  pode ser produzido em qualquer estado de cor (singleto ou octeto), de spin (singleto ou tripleto) e de momento angular.

Na etapa seguinte ocorre a evolução do par criado para seu estado final. Durante esse processo é possível a ocorrência de complexas flutuações de cor, que podem levar o par à formação de um estado *heavy-quarkonium* ou à formação de dois estados ligados com quarks leves.<sup>12</sup>

Podemos descrever o procedimento de fatorização da seguinte forma: considere a colisão de dois hádrons,  $A$  e  $B$ , com momentos iniciais  $p_A$  e  $p_B$ , respectivamente, levando a produção de um par  $Q\bar{Q}$  com massa invariante  $M$

$$A(p_A) + B(p_B) \longrightarrow Q\bar{Q}(M) + X \quad (1.23)$$

sendo que o par  $Q\bar{Q}$  produzido posteriormente evoluirá para o estado  $H$ , que nesse caso

---

<sup>12</sup>Mésons  $D$  ou  $B$ , conforme o caso.

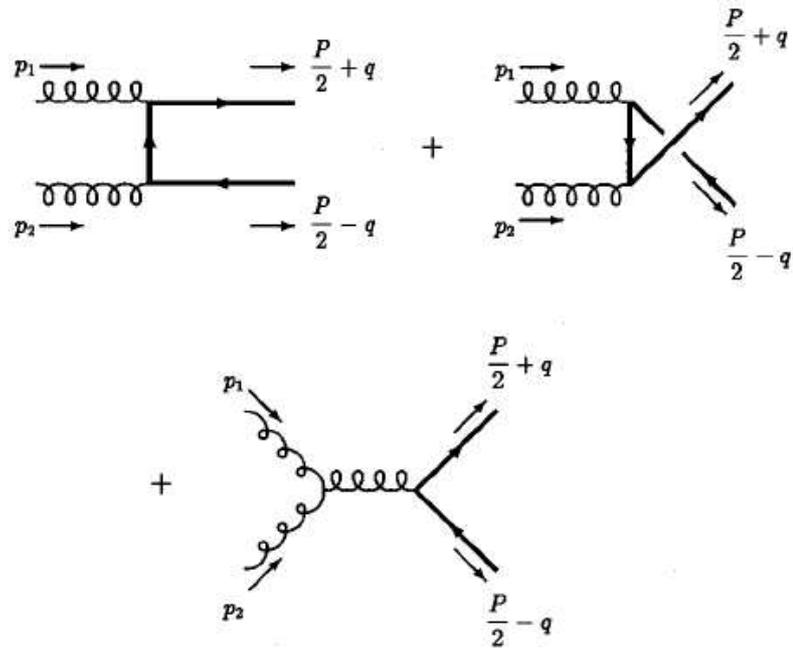


Figura 1.8: Diagramas de Feynman dos processos de produção de  $Q\bar{Q}$ .

consideramos um *heavy-quarkonium*.

A primeira parte da fatorização corresponde a determinar a seção de choque de produção do par  $Q\bar{Q}$ , de forma semelhante ao apresentado na equação 1.18. Considerando que a distância associada a produção inicial do par  $Q\bar{Q}$  é muito menor que o tamanho típico do estado ligado, é possível realizar a fatorização da seguinte forma [35]

$$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow HX} = \int dM \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}(M)X}}{dM} \mathcal{F}_{Q\bar{Q}(M) \rightarrow H}(M) \quad (1.24)$$

onde a função  $\frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}(M)X}}{dM}$  representa a distribuição de probabilidade para a produção de um par  $Q\bar{Q}$  com massa invariante  $M$  e a função  $\mathcal{F}(M)$  representa a probabilidade de o par criado evoluir para um estado de *heavy-quarkonium*. Diferentes escolhas dessa função  $\mathcal{F}(M)$  levam aos diferentes modelos de produção de *heavy-quarkonium*, tais como a NRQCD e o CEM, que veremos nas seções seguintes.

### 1.2.1 Modelo Singleto de Cor (CSM)

No Modelo de singleto de cor [11, 36] (CSM na sigla em inglês) um estado *heavy-quarkonium* é formado como um estado ligado não relativístico de um par  $Q\bar{Q}$ , via troca de glúons estáticos. Isso quer dizer que a única função dos glúons nessa situação é mediar a interação entre o quark e o antiquark. Nesse modelo, assume-se que o par é criado já no estado de singleto de cor, spin ( $S$ ) e momento angular orbital ( $L$ ) do estado de *heavy-quarkonium* final, que possui momento angular total  $J$  que satisfaz  ${}^{2S+1}L_J$ . Essa condição do CSM de que o par  $Q\bar{Q}$  formado na colisão só evoluirá para um estado *heavy-quarkonium* se, e somente se, for criado com os mesmos números quânticos de cor, spin e momento angular, equivale a fazer com que o segundo termo da fatorização apresentada na equação 1.24 seja

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(M)=1 & \text{ se } Q\bar{Q} \text{ tem todos os mesmos números quânticos do estado final } H \\ \mathcal{F}(M)=0 & \text{ se } Q\bar{Q} \text{ não tem ao menos um número quântico do estado final } H \end{aligned}$$

Dessa forma, a seção de choque inclusiva da produção do estado *heavy-quarkonium*  $H$  numa colisão entre os hádrons  $A$  e  $B$  é dada através da seguinte expressão obtida em QCD perturbativa (pQCD) [11, 36]

$$\sigma(AB \rightarrow HX) = \frac{|R(0)|^2}{4\pi} \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \hat{\sigma}_{(ab \rightarrow Q\bar{Q}_1(2S+1L_J)X)} \quad (1.25)$$

onde  $|R(0)|^2$  é a função de onda não relativística do estado fundamental do *heavy-quarkonium* (e suas derivadas  $|R(0)'|^2$  para  $\chi_J$ ) calculada na origem. Ela pode ser obtida a partir de um modelo de potencial ou diretamente de experimentos. No segundo caso, existe a possibilidade desta ser obtida de medidas de taxas de decaimento, ou seja, de forma independente de medidas de produção de *heavy-quarkonium*. Isso reduz a dependência do CSM em termos de parâmetros fenomenológicos. Neste caso, como a seção de choque no CSM é calculada, via pQCD, com dependência da massa do quark  $m_Q$  e da constante de acoplamento  $\alpha_s(m_Q)$ , que também depende de  $m_Q$ , podemos concluir que o CSM depende de apenas  $m_Q$  como parâmetro fenomenológico.

Embora o CSM tenha sido bem sucedido na descrição dos dados da produção de *heavy-quarkonium* em colisões  $e^+e^-$  [11], ele tem colecionado alguns fracassos em colisões hadrônicas [11, 36]. Devido ao fato de que elétrons e pósitrons não possuem cor, os pares  $Q\bar{Q}$  são sempre formados num estado singlete de cor, compatível com a hipótese do CSM. Nas colisões  $pp$  os glúons assumem o papel principal na produção dos pares  $Q\bar{Q}$ , fazendo com isso que o par seja criado em estados de octeto de cor, o que não é permitido pelo CSM. Mesmo com conhecimento desta limitação, previsões de produção de  $J/\psi$  através desse modelo serão comparadas aos resultados experimentais na seção 5.2.1.

### 1.2.2 QCD Não Relativística (NRQCD) e Octeto de Cor

O modelo de octeto de cor [36] (COM na sigla em inglês) é uma espécie de complemento do CSM e considera os efeitos relativísticos desconsiderados no CSM. Essencialmente ele leva em consideração todos os efeitos do campo gluônico (glúons dinâmicos) e não apenas os glúons de troca que mediam a interação quark-antiquark (glúons estáticos). Para isso é utilizada uma teoria de campos efetiva [37] conhecida como QCD não relativística (NRQCD).

A NRQCD utiliza a idéia de fatorização, desprezada no caso do CSM. Assim, a seção de choque de produção de *heavy-quarkonium* no modelo NRQCD é escrita como uma soma onde os termos possuem um coeficiente de curta distância, calculável perturbativamente, multiplicado por um coeficiente de longa distância, não perturbativos, que tem forma de um elemento de matriz. Esses termos de octeto em NRQCD garantem que os pares  $Q\bar{Q}$  produzidos na colisão possam evoluir para um estado ligado de *heavy-quarkonium*, mas com uma forte dependência dos números quânticos originais da produção.

A primeira parte do processo de fatoração é semelhante ao processo do CSM, onde perturbativamente calcula-se a produção do par  $Q\bar{Q}$ .

Na segunda parte do processo de fatoração, responsável pela evolução do par  $Q\bar{Q}$  para seu estado assintótico final, os glúons dinâmicos entram como uma expansão de Fock dos estados de *heavy-quarkonium*. A expansão é efetuada em termos da velocidade relativa  $v$  do estado ligado ( $v^2 \sim 0,23$  para  $c\bar{c}$  e  $\sim 0,1$  para  $b\bar{b}$ ). A expansão da função de onda  $S$  do

estado  $|\psi_Q\rangle$  é dada por [36]:

$$\begin{aligned}
|\psi_Q\rangle = & O(1)|Q\bar{Q}[{}^3S_1^{(1)}]\rangle + O(v)|Q\bar{Q}[{}^3P_J^{(8)}]g\rangle + \\
& O(v^2)|Q\bar{Q}[{}^3S_1^{(1,8)}]gg\rangle + O(v^2)|Q\bar{Q}[{}^1S_0^{(8)}]g\rangle + \\
& O(v^2)|Q\bar{Q}[{}^3D_J^{(1,8)}]gg\rangle + \dots
\end{aligned} \tag{1.26}$$

e a da onda  $P$  do estado  $|\chi_Q\rangle$

$$\begin{aligned}
|\chi_Q\rangle = & O(1)|Q\bar{Q}[{}^3P_J^{(1)}]\rangle + O(v)|Q\bar{Q}[{}^3S_1^{(8)}]g\rangle + \\
& O(v^2)\dots
\end{aligned} \tag{1.27}$$

Nas expressões acima (1,8) referem-se aos estados singlete e octeto de par  $Q\bar{Q}$ . Após a produção do par num estado octeto ele pode evoluir para um estado  $\chi_Q$  e pela absorção de um glúon de baixo momento, conforme equação 1.27, que pode acabar decaindo em  $J/\psi$  ( $\Upsilon$ ) pela emissão de um fóton. O  $Q\bar{Q}$  em octeto pode ainda emitir dois glúons de longos comprimentos de onda, evoluindo para um estado  $J/\psi$  ( $\Upsilon$ ), conforme a equação 1.26, e assim por diante. Os elementos de matriz podem ser calculados via QCD em rede (LQCD<sup>13</sup>).

### 1.2.3 Modelo de Evaporação de Cor (CEM)

O Modelo de Evaporação de Cor [11, 38], assim como a NRQCD, utiliza a fatorização do processo de produção *heavy-quarkonium* em duas etapas. Como antes, uma primeira etapa que descreve a produção do par  $Q\bar{Q}$  e uma segunda, que considera a evolução desse par para um estado assintótico.

No entanto, de forma diferente ao que ocorre na NRQCD, o CEM assume total independência do processo de evolução em relação aos números quânticos de cor, spin e momento angular iniciais do par  $Q\bar{Q}$ . Estados de octeto de cor podem contribuir para a produção de *heavy-quarkonium*, e sua cor é neutralizada (assim como seus estados de

---

<sup>13</sup>Da sigla em inglês para *Lattice QCD*.

spin) através da troca de glúons de baixo momento. Como esses glúons tem momentos muito baixos a dinâmica não é afetada. Os efeitos de cor que caracterizam a transição de octeto para singlete são, portanto, consideradas como parte do processo não perturbativo e a correlação com os números quânticos do par  $Q\bar{Q}$  perturbativo é destruída.

O CEM prevê que a seção de choque de produção de *heavy-quarkonium* e de seus respectivos estados “abertos” é proporcional à taxa de produção de  $Q\bar{Q}$  integrada num intervalo de massa apropriado

$$\sigma_{total} = \int_{2m_Q}^{2M} dM_{Q\bar{Q}} \frac{\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}} \quad (1.28)$$

onde o termo  $\sigma_{Q\bar{Q}}/dM_{Q\bar{Q}}$  é calculado perturbativamente,  $M_{Q\bar{Q}}$  é a massa invariante do par  $Q\bar{Q}$ ,  $m_Q$  a massa do quark pesado, e  $M$  a massa do estado aberto, correspondente à massa do méson  $D(B)$  para o quark  $c(b)$ . Dessa expressão pode-se concluir que no CEM a probabilidade de um par  $Q\bar{Q}$  com  $M_{Q\bar{Q}} > 2M$  evoluir para um estado *heavy-quarkonium* é nula. Nessas condições um par  $c\bar{c}(b\bar{b})$  pode, por exemplo, evoluir para a formação de um par  $D\bar{D}(B\bar{B})$ .

Cada estado específico de *heavy-quarkonium* carrega uma fração do total de *heavy-quarkonium* produzidos, ou seja:

$$\sigma_H = \rho_H \sigma_{total} \quad (1.29)$$

O CEM prevê que as frações dos estados produzidos são independentes do processo perturbativo de criação do par  $Q\bar{Q}$ . Isso confere ao CEM um poder preditivo, pois uma vez determinadas as frações<sup>14</sup> ele pode ser usado para fazer outras previsões sem a necessidade de inclusão de parâmetros adicionais.

Previsões teóricas do CEM para  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , calculadas através de diferentes funções de partição são apresentadas a seguir nas tabelas 1.3 e 1.4, juntamente com previsões obtidas usando os demais modelos apresentados nas seções anteriores.

As previsões aqui apresentadas serão comparadas aos dados obtidos no capítulo 5.

---

<sup>14</sup>Experimentalmente, por exemplo

Modelo/PDF	$m_c$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\mathcal{BR} \times \sigma_{J/\psi}^{incl}$ (nb)	Rótulo	Referência
CSM/GRV98	1,45	1,5	$\psi_1$	[36]
NRQCD/MRST	1,45	159±6	$\psi_2$	[36]
NRQCD/GRV98	1,45	163±6	$\psi_3$	[36]
CEM/MRST	1,2	140	$\psi_4$	[39]
CEM/MRST	1,4	105	$\psi_5$	[39]
CEM/GRV98	1,2	169	$\psi_6$	[39]
CEM/CTEQ5M	1,3	125	$\psi_7$	[39]

**Tabela 1.3:** Tabela com previsões de seção de choque de produção (inclusiva) de  $J/\psi$  obtidas pelos diferentes modelos, CSM, NRQCD e CEM.

Modelo/PDF	$m_b$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\mathcal{BR} \times \sigma_{\Upsilon(1S+2S+3S)}^{incl}$ (pb)	Rótulo	Referência
CEM/MRST	4,75	149	$\Upsilon_1$	[39]
CEM/MRST	4,50	171	$\Upsilon_2$	[39]
CEM/MRST	5,00	130	$\Upsilon_3$	[39]
CEM/GRV98	4,75	97	$\Upsilon_4$	[39]

**Tabela 1.4:** Tabela com previsões de seção de choque de produção (inclusiva) de  $\Upsilon$  obtidas a partir do modelo de evaporação de cor com diferentes funções de partição e valores de  $m_b$ , calculadas em NLO.

## 1.3 Produção em íons pesados relativísticos

Nesta seção serão apresentadas as modificações esperadas - e algumas já observadas - da produção de *heavy-quarkonium* em colisões envolvendo íons pesados. Serão abordados os aspectos da influência do meio em duas situações distintas: a influência de matéria nuclear fria - colisões  $p + A$  e  $d + Au$  - e as previsões sobre a produção em meio à matéria nuclear quente.

### 1.3.1 Proporcionalidade da produção de quarks pesados

A produção de *heavy-quarkonium* em colisões  $pp$  deve servir de base de comparação para a sua respectiva produção em colisões  $p + A$  ( $d + Au$ ) e  $A + A$  pois, devido à elevada massa dos quarks que os compõem, entende-se que esses só sejam produzidos nos momentos iniciais da colisão, pelo espalhamento entre partons com grande transferência de momento. Como foi visto nas seções anteriores, espera-se que a maior parte da pro-

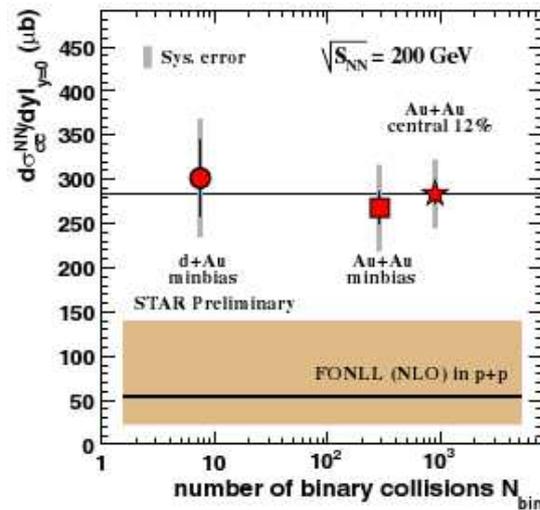


Figura 1.9: Proporcionalidade da produção de charme no RHIC [40].

dução de *heavy-quarkonium* venha da fusão de glúons de alto momento. As temperaturas alcançadas no meio formado pelas colisões de íons pesados no RHIC não são altas o suficiente para que existam “glúons térmicos” com a energia mínima necessária para a criação de *heavy-quarkonium* em número suficiente para garantir uma produção secundária de quarks pesados.

Resultados experimentais do RHIC [41, 42] mostram claramente essa proporcionalidade entre o número de quarks pesados produzidos e o número de colisões binárias em colisões envolvendo íons pesados. O número de colisões binárias é simplesmente o número equivalente ao de colisões *pp* que ocorrem numa determinada interação envolvendo um (ou mais) íon(s) pesado(s). O resultado apresentado na figura 1.9 ilustra esse conceito. Na figura são apresentados os resultados da seção de choque de produção de quarks *c*, como função do número de colisões binárias,  $N_{Coll}$ . O número de colisões binárias é o equivalente ao número de colisões *pp* (ou nucleon-nucleon) que ocorrem, e serve como medida da dimensão do sistema formado pela colisão *Au + Au*. Os resultados são normalizados pelo valor correspondente de  $N_{Coll}$ . Nota-se que, dentro das incertezas, os resultados apresentam um valor constante, indicando a proporcionalidade em  $N_{Coll}$  da produção de quarks *c* em relação ao valor de *pp*.

Com base no exposto acima é de se esperar que, a menos das influências da matéria

nuclear - quente ou fria - a produção dos *heavy-quarkonia* também deveria guardar a mesma proporcionalidade observada na produção dos estados “abertos” de quarks pesados. Qualquer diferença nessa proporcionalidade poderia então ser atribuída aos efeitos do meio. Nas próximas sub-seções serão abordados os efeitos sobre a produção de *heavy-quarkonia* dos meios de matéria nuclear fria e quente.

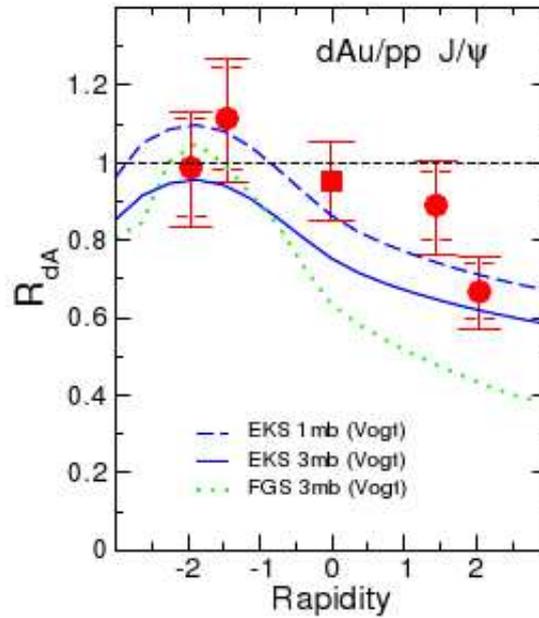
### 1.3.2 Efeitos da matéria nuclear fria

Os efeitos da matéria nuclear fria sobre a produção de *heavy-quarkonium* é de vital importância para que se possa tirar conclusões a respeito da formação de um QGP. A forma de se determinar experimentalmente esses efeitos é o estudo de colisões  $p + A$  ou  $d + A$ . Esse tipo de colisão garante a presença de matéria nuclear ao se utilizar um núcleo pesado ( $A=Pb, Au, \text{ etc}$ ) e um núcleo “unitário” como o próton (dêuteron) que contém apenas um (dois) nucleon(s), o que seria insuficiente para a formação de um “meio” a partir da colisão. Nestas circunstâncias o único “meio” existente é o de matéria nuclear ordinária (ou fria) oriunda da presença do núcleo pesado.

Alguns dos efeitos que a matéria nuclear fria pode ter sobre a produção de *heavy-quarkonium* são a absorção (dissociação) nuclear, o sombreamento (*shadowing*) e anti-sombreamento entre os principais. Acredita-se que a modificação na produção de *heavy-quarkonium* imposta pela matéria nuclear fria é uma combinação de todos esses efeitos embora a contribuição relativa entre eles seja ainda indeterminada [43].

Resumidamente, o sombreamento é a depleção de pártons de baixo momento de um nucleon inserido num núcleo pesado quando comparado com o número típico em nucleons livres. O cálculo dessa depleção é fortemente dependente do modelo adotado e os resultados podem variar por até um fator 3. Alguns modelos, como o do Condensado de Vidro de Cor [44] (CGC na sigla em inglês) contemplam essa depleção para o caso de glúons considerando um cenário de saturação de glúons. Nesse cenário o aumento na densidade de glúons com valores muito baixos de  $x$  cria um déficit na população de glúons com baixos valores de  $x$ .

A absorção, ou a dissociação, pode ocorrer pela interação do *heavy-quarkonium* com



**Figura 1.10:** Efeito da matéria nuclear fria na produção de  $J/\psi$  medido no RHIC. Observa-se uma pequena supressão na região de rapidez dianteira (sentido do  $d$ ), a região de sombreamento, e um pequeno aumento na região de anti-sombreamento (rapidez traseira, sentido do feixe de  $Au$ ). Figura retirada de [43].

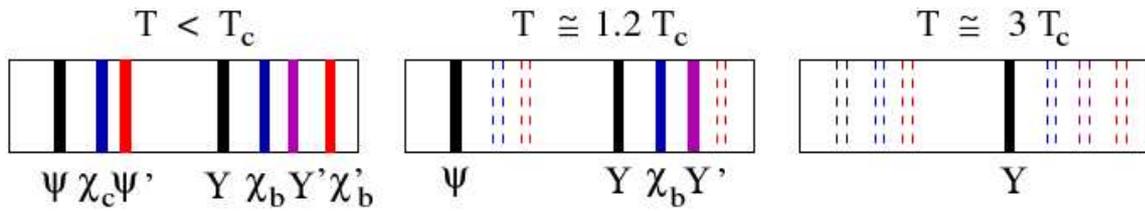
o núcleo em si ou ainda pela interação com outros pártons espalhados pela colisão inicial (*comovers*). A segunda situação é mais provável em colisões  $A + A$ , pois o número desses outros pártons espalhados é proporcional a  $N_{Coll}$ .

Resultados obtidos pela colaboração PHENIX apontam a ocorrência de um leve efeito de sombreamento associado com absorção nuclear, conforme ilustra a figura 1.10.

### 1.3.3 Efeitos previstos para a matéria nuclear quente (QGP)

A motivação desse trabalho tem origem na previsão da supressão de *heavy-quarkonium* pelo mecanismo de blindagem de cor como “assinatura” experimental da formação de um QGP. Apesar dessa idéia, outros efeitos que potencialmente afetam a produção de *heavy-quarkonium* devem ser considerados, além daqueles já estimados como sendo oriundos da matéria nuclear fria. Mais à frente será apresentada a idéia de aumento na produção de *charmonium* pelo mecanismo de regeneração ou recombinação, por exemplo.

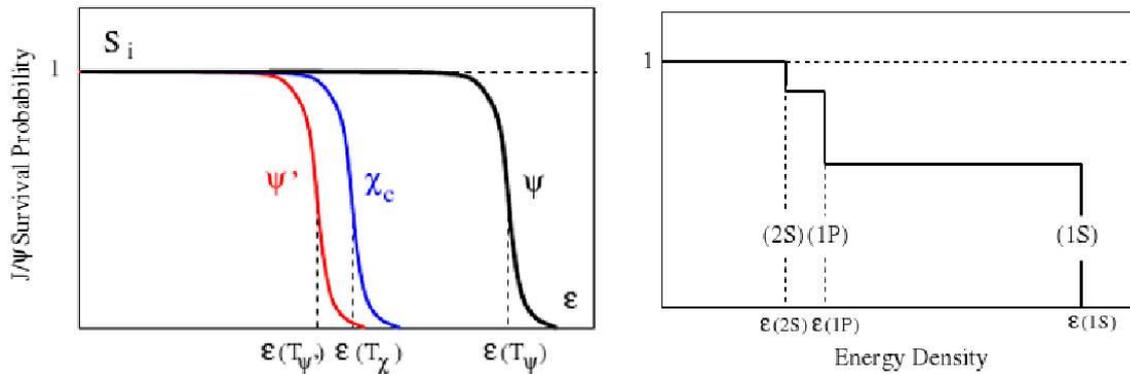
A blindagem de cor é um mecanismo que depende, além da temperatura (ou densidade



**Figura 1.11:** Padrão seqüencial da supressão de *heavy-quarkonia*[25]. Considerando o aumento de temperatura da esquerda para a direita, inicialmente todos os *heavy-quarkonia* apresentados estão ligados. A medida que a temperatura sobe, os estados com maior  $r_D$  (ou menor  $E_L$ ) começam a “derreter”, sendo que o último desses estados a se dissociar é o  $\Upsilon(1S)$ .

de energia), do meio e do raio do estado ligado. Para uma dada temperatura fixa, quanto maior o raio do estado ligado, mais facilmente ele será dissociado. Isso porque à medida que o  $Q$  e o  $\bar{Q}$  se afastam, mais espaço é aberto para a entrada da “nuvem” de portadores de cor presente no meio, e a blindagem de cor se amplia. Além disso estados com raio maior tem menor energia de ligação,  $E_L$ , sendo mais facilmente “ionizáveis”. De outra forma, um mesmo estado será mais facilmente dissociado conforme se aumentar a temperatura do meio em que ele se encontra. Assim, podemos definir uma distância dependente da temperatura  $r_D(T)$ , conhecida como raio de Debye ou raio de blindagem. O valor de  $r_D(T)$  pode ser obtido através de cálculos de (L)QCD estatística. O tamanho  $r_i$  do estado ligado  $i$  pode ser determinado com boa precisão resolvendo-se a equação de Schrödinger para o potencial de Cornell (equação 1.19). Com isso é possível determinar um padrão seqüencial de supressão de *heavy-quarkonia*, conforme ilustrado na figura 1.11. Ali as temperaturas de dissociação dos diferentes estados de *heavy-quarkonium* podem ser determinadas a partir da especificação de que  $r_D(T_i) \simeq r_i$ .

Experimentalmente, é possível medir a produção dos diferentes estados de *heavy-quarkonium* como função de  $\sqrt{s_{NN}}$ , da centralidade, do momento transversal e do número atômico dos projéteis. Com essas informações é possível fazer a associação necessária entre os diferentes padrões de supressão e as variáveis termodinâmicas do meio formado nas colisões, tais como temperatura e densidade de energia. Com isso obtém-se as temperaturas limite para as probabilidades de sobrevivência de cada um dos diferentes estados, que podem ser então comparadas com as previsões, conforme ilustrado na figura 1.12.



**Figura 1.12:** Probabilidade de sobrevivência dos estados de charmonium e sua supressão seqüencial.[25]

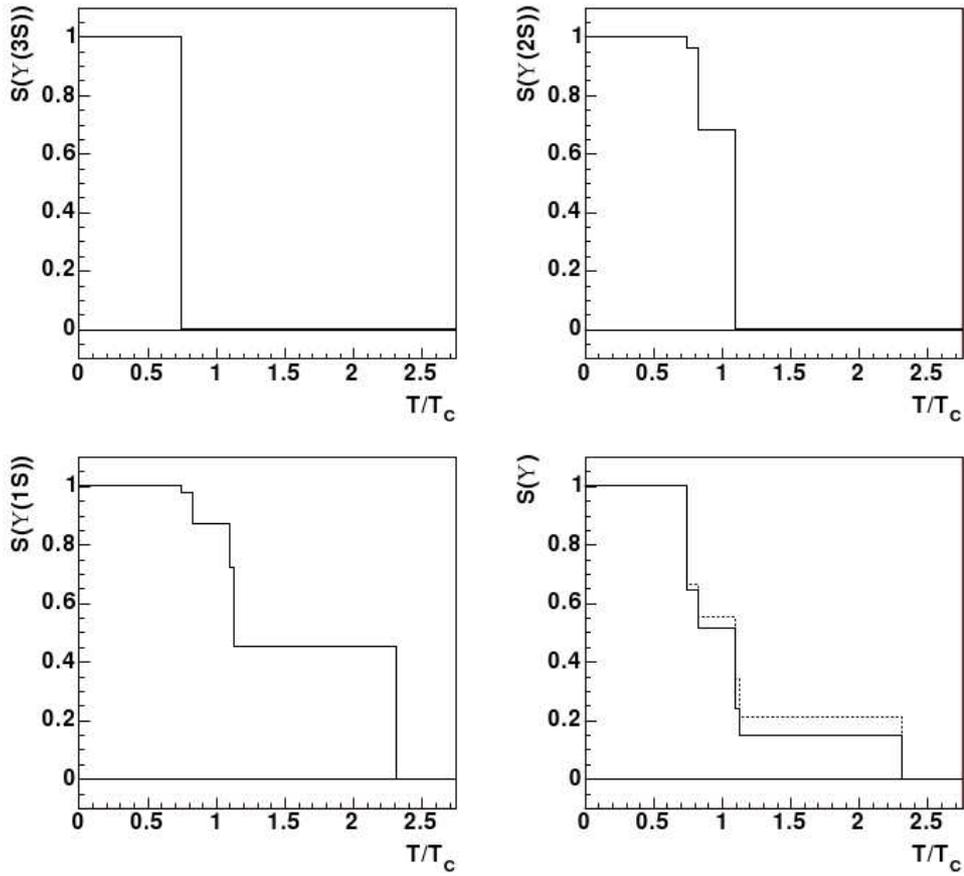
O padrão seqüencial baseia-se no fato de que os estados ligados excitados de *heavy-quarkonium* tem raios maiores de que os do estado fundamental. Quanto maior o nível de excitação (massa) de um estado, maior será seu raio, e portanto, este estado se dissocia mais facilmente que estados em níveis mais baixos de energia no espectro de *heavy-quarkonia*. Assim à medida que a temperatura (ou densidade de energia) cresce, os estados excitados vão sendo dissociados. Isso é uma importante evidência que pode ser obtida experimentalmente, pois os experimentos fazem medidas inclusivas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , não distinguindo quais das partículas observadas vêm da produção direta e quais vêm pelo decaimento<sup>15</sup> de estados excitados. Um exemplo disso é o decaimento de  $\chi_c$ , que é responsável por  $\sim 30\%$  da seção de choque inclusiva de  $J/\psi$ . A tabela 1.5 apresenta os raios calculados para vários estados, que servem como indicação da ordem de dissociação.

Estado	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi'$	$\Upsilon 1S$	$\chi_b$	$\Upsilon 2S$	$\chi_b$	$\Upsilon 3S$
Massa ( $\text{GeV}/c^2$ )	3,10	3,53	3,68	9,46	9,99	10,02	10,26	10,36
Raio (fm)	0,25	0,36	0,45	0,14	0,22	0,28	0,34	0,39

**Tabela 1.5:** Tabela de raios e massas para diferentes estados de *heavy-quarkonium*. Os raios calculados com base no potencial não relativístico de Cornell. Valores retirados de [25].

Assim, no caso do  $J/\psi$  por exemplo, a uma temperatura da ordem de  $1,2T_c$  [25] espere-se por uma supressão - já descontados os efeitos de matéria nuclear fria - da ordem de

<sup>15</sup>Feed-down



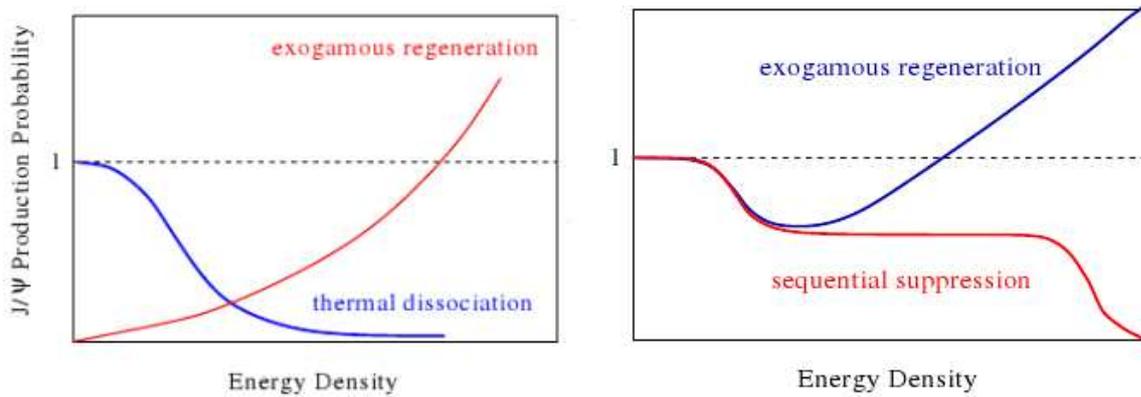
**Figura 1.13:** Probabilidade de sobrevivência dos estados de bottomonium como função da temperatura do meio.[45] As probabilidades de sobrevivência: acima a esquerda  $\Upsilon(3S)$ , acima a direita  $\Upsilon(2S)$ , abaixo a esquerda  $\Upsilon(1S)$  e a direita a soma dos três estados, onde a linha pontilhada inclui os decaimentos di-leptônicos. A estimativa das temperaturas de dissociação nessa figura são diferentes da referência [25].

40% devido à ausência de decaimento dos estados  $\psi'$  e  $\chi_c$ , já dissociados. Analogamente, no caso de medida inclusiva de  $\Upsilon(1S+2S+3S)$ , pode-se estimar uma supressão de intensidade semelhante devido à dissociação dos estados  $\Upsilon3S$  e  $\chi_b'$ . Assim a observação da supressão na produção inclusiva *heavy-quarkonium* pode ser uma evidência experimental da formação do QGP, bem como uma medida da temperatura do meio.

No entanto, devemos considerar ainda a regeneração como um dos possíveis efeitos da matéria aquecida sobre a produção de *heavy-quarkonium*. No modelo de regeneração é previsto que, antes de ocorrer um aumento da produção *heavy-quarkonium* por combinações aleatórias, ocorre uma supressão na seção de choque de produção direta de  $J/\psi$ . Esta supressão tem origem completamente diferente daquela dada pela dissociação de estados excitados. A medida experimental não conseguiria distinguir qual é o mecanismo subjacente a essa supressão e se poderia confundir as conclusões que se poderia obter a respeito da natureza de uma supressão observada experimentalmente. Uma forma de distinguir esses cenários seria numa condição de densidade de energia tal que a regeneração pudesse levar a um aumento na produção observada de  $J/\psi$ .

A idéia por trás do aumento na produção de  $J/\psi$  baseia-se no fato de que a produção de pares  $Q\bar{Q}$  aumenta com a energia de centro de massa, como pode ser observado em colisões  $pp$ . Considerando ainda que a produção de  $Q\bar{Q}$  é proporcional a  $N_{Coll}$  e que a produção de pares  $q\bar{q}$  é proporcional a o número de nucleons participantes na colisão ( $N_{part}$ ) e que  $N_{Coll} > N_{part}$ , então a relação  $Q\bar{Q}/q\bar{q}$  - calculada como  $\sigma_{Q\bar{Q}}/\sigma_{incl}$  - também cresce com a energia das colisões. Isso equivale dizer que abundância relativa de quarks pesados aumenta em relação aos quarks leves, aumentando com isso a probabilidade de um encontro casual entre um  $Q$  e um  $\bar{Q}$  originados em colisões diferentes. Assim o modelo de regeneração conclui que esse excesso de quarks pesados fazem com que a seção de choque de produção de  $J/\psi$  aumente a medida que se aumenta a  $\sqrt{s_{NN}}$ . A figura 1.14 esquematiza a contribuição relativa da probabilidade de formação de cada uma das componentes do modelo de regeneração e compara essas previsões com as do modelo de supressão seqüencial.

Há um interesse especial nos estados *bottomonía*. Devido às suas baixas seções de



**Figura 1.14:** Probabilidade de sobrevivência de  $J/\psi$  segundo os modelos de supressão seqüencial e de regeneração.[25] A esquerda as contribuições da produção direta e da produção por combinações aleatórias segundo o modelo de regeneração. A direita a comparação entre as previsões do modelo de supressão e regeneração.

choque em relação aos *charmonia*, é provável que os efeitos de recombinação sejam desprezíveis nas energias do RHIC e assim possa se distinguir os efeitos dos diferentes mecanismos ou ao menos restringir os parâmetros dos modelos.

No próximo capítulo é apresentado como se realizaram as medidas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  para esse trabalho, tendo em mente seu objetivo de ser uma medida de base para o estudo sistemático da produção dessas partículas em diferentes meios.

## Capítulo 2

# O acelerador RHIC e o experimento STAR

Este capítulo destina-se à descrição do aparato experimental necessário à realização das medidas. Aqui serão descritos o acelerador-colisor de íons RHIC, o experimento STAR ao nível dos subsistemas empregados para a realização das medidas e ainda uma descrição do sistema de gatilho de eventos (*trigger*), em especial os gatilhos de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , cujos desenvolvimentos constituíram parte importante desse trabalho.

### 2.1 O acelerador RHIC

O RHIC [46] - sigla do nome *Relativistic Heavy Ion Collider* - localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL), em Long Island, Nova Iorque, EUA, teve seu projeto iniciado em 1987, começando a ser construído em 1990, e obteve suas primeiras colisões em 1999. Ele foi projetado para acelerar e colidir feixes de íons pesados, dêuterons, prótons e várias combinações entre eles. É o acelerador que obtém as colisões mais energéticas existentes entre íons pesados, atingindo  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, permitindo, pela primeira vez, a produção de múltiplos quarks *charm* e os primeiros sinais de quarks *bottom* em colisões de íons pesados. Além disso o RHIC detém a capacidade única de acelerar feixes polarizados de prótons, de fundamental importância para o estudo da

origem do spin nos nucleons. Para a realização de medidas complementares [47], quatro diferentes experimentos foram construídos ao longo da linha do feixe, dois maiores, STAR e PHENIX, e dois menores, BRAHMS e PHOBOS<sup>1</sup>. Em especial, o experimento STAR (Solenoidal Tracker at RHIC), foco deste trabalho, tem capacidade de identificação de hádrons e léptons em uma ampla região do espaço de fase e, por esse motivo, é especialmente capacitado para realizar medidas de *heavy flavor*. O RHIC consiste de dois aceleradores de acumulação aproximadamente circulares e concêntricos com 3.833 m de circunferência cada. Cada um deles recebe uma denominação baseada em nomes de cores, simplesmente para facilitar a diferenciação entre eles, sendo que a denominação “amarelo” vai para o anel que contém o feixe no sentido anti-horário enquanto o “azul” refere-se ao que contém feixe de sentido horário. Os anéis possuem 6 pontos de intersecção onde os feixes colidem frontalmente e entorno dos quais construíram-se os experimentos. Ambos os anéis mantêm seus feixes circulando mediante o uso de ímãs supercondutores mantidos com hélio líquido à temperatura de 4,3 K. A figura 2.1 mostra uma vista esquemática do complexo do acelerador RHIC. O complexo consiste de um sistema de injetores acoplados, onde cada etapa do processo eleva a energia do feixe. O processo se inicia com uma fonte pulsada de íons do tipo *sputter* [48], dentro de um acelerador Tandem Van de Graaff [49], onde os átomos com carga  $Q=-1$  são acelerados até 14 MeV, passam pelo *stripper* no terminal de alta voltagem tornando-se assim íons positivos e assim são reacelerados por mais 14 MV. Após passarem por mais um *stripper*, carregando os íons de Au com  $Q=+32$ , o feixe é então transferido para o síncrotron *Booster* [50]. O *Booster* agrupa os íons em seis grupos (*bunch(es)*) e os acelera até 95 MeV/u. Ao sair do *Booster* o feixe passa por mais um *stripper*, alterando mais uma vez sua configuração de carga (+77 no caso de Au). A seguir o feixe alimenta o AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) [51]. São necessários 4 ciclos do *booster* para preencher o AGS com 24 *bunches* de íons. Esses *bunches* são então desfeitos e reagrupados em quatro novos *bunches* – cada um com  $\sim 10^9$  íons ( $\sim 10^{11}$  para prótons) – e aí são acelerados. Esse reagrupamento é feito de tal forma que cada *bunch* contenha íons em quantidade equivalente ao preenchimento

---

<sup>1</sup>BRAHMS e PHOBOS não estão mais em operação desde 2006.

completo do *booster* e que cada um deles se mantenha agrupado durante o ciclo do RHIC. Para prótons o processo é simplificado pois não é necessário formar *bunches*, já que a intensidade do feixe neste caso é bastante alta. Ao deixar o AGS os íons de Au terão energia de 10,8 GeV/u e estão completamente ionizados, com carga total +79. A seguir, os anéis do RHIC são preenchidos com os íons provenientes do AGS. Um total de 14 ciclos são necessários para preencher os anéis com 56 agrupamentos de íons mais quatro “*bunches* vazios”. Então os íons são acelerados até a máxima energia de 100 GeV/u (250 GeV para prótons) e transferidos para o sistema de armazenamento RF e postos a colidir em seis pontos de interação. Para se obter êxito em todo o processo o RHIC necessita um vácuo extremamente alto dentro dos tubos do feixe de modo a minimizar a perda de feixe e emissão de radiação de fundo. O sistema de vácuo consegue atingir pressões da ordem de  $10^{-11}$  mbar.

A intensidade do feixe é extremamente importante para o experimento, pois indica quais processos físicos terão suas medidas viáveis do ponto de vista estatístico e, com essa mesma preocupação, como os detectores e sistemas de gatilho devem ser configurados para viabilizar as medidas desejadas diante da estatística disponível. A intensidade do feixe pode ser quantificada através da luminosidade, definida em [45] como:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.1)$$

onde  $f$  é a frequência com que ocorrem as colisões,  $n_i$  é o número de íons em cada *bunch*, e as grandezas  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  caracterizam o perfil transversal, de forma gaussiana, do feixe. A expressão da luminosidade pode ser reescrita expressando-se o tamanho do feixe em termos de outras duas quantidades, a emitância transversal  $\epsilon$  e a função de amplitude  $\beta$ , que especifica a óptica do feixe e é determinada pela configuração dos ímãs do acelerador. A equação 2.1 fica então

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\sqrt{\epsilon_x \beta_x^* \epsilon_y \beta_y^*}} \quad (2.2)$$

onde  $\beta^*$  é o valor da amplitude no ponto de interação. Essa expressão pode tornar-se ainda mais compacta admitindo-se que os perfis transversais de emitância são os mesmos

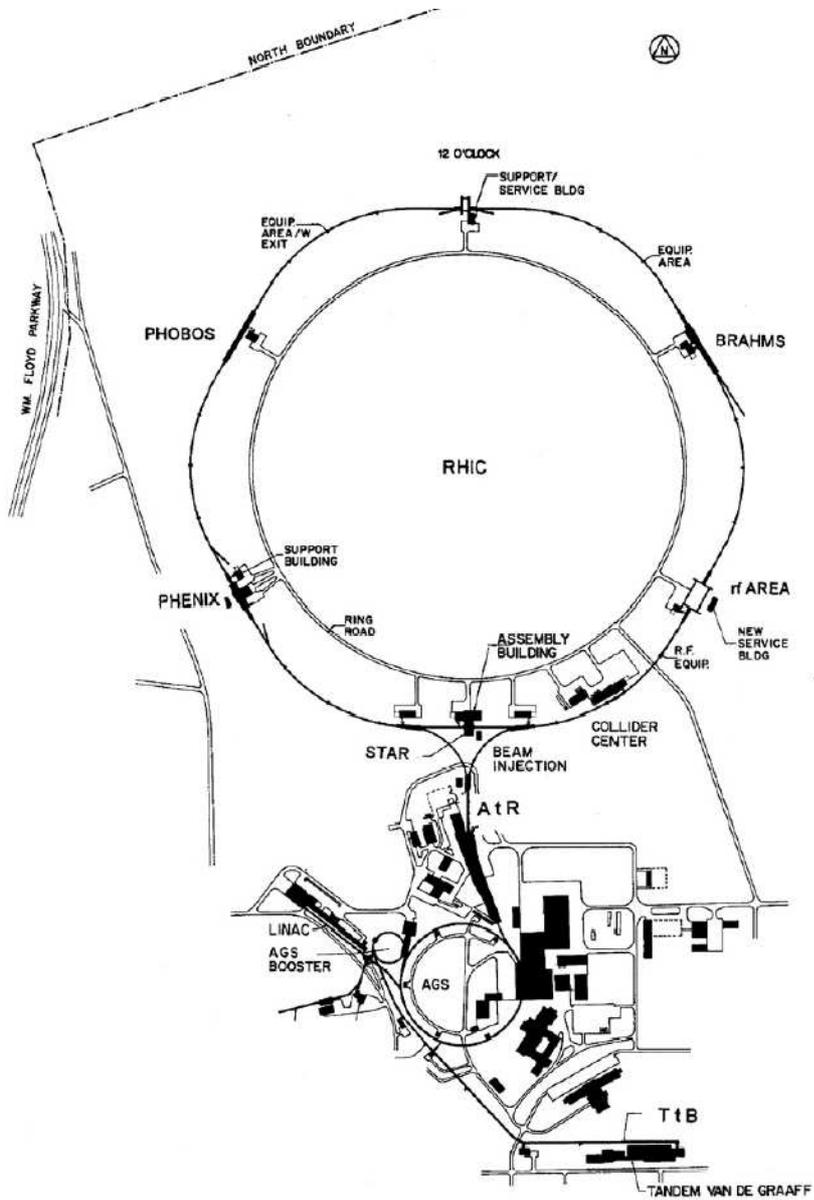


Figura 2.1: O complexo do acelerador RHIC.[51]

( $\epsilon_N = \epsilon_x = \epsilon_y$ ) assim como as funções de amplitude ( $\beta^* = \beta_x^* = \beta_y^*$ ). A forma reduzida de 2.2 fica

$$\mathcal{L} = f \frac{B n_B^2}{4 \sqrt{\epsilon_N \beta^*}} \quad (2.3)$$

sendo  $B$  o número de *bunches* e  $n_B = n_1 = n_2$  o número de partículas por *bunch*. Há uma diferença de luminosidade total dependendo do ponto de interação entre os feixes, devido a limitações técnicas da ótica do feixe do RHIC que permite  $\beta^*=1$  m apenas em alguns dos pontos de interação - STAR e PHENIX -, enquanto nos demais têm-se  $\beta^*=3$  m. Essa é a diferença de luminosidade dos dois experimentos maiores para a luminosidade dos dois menores. Há ainda uma diferença menos relevante entre STAR e PHENIX, devido ao fato de que os *bunches* vazios cruzam com *bunches* vazios do outro anel no PHENIX, enquanto no STAR existe o cruzamento de *bunches* vazios com o feixe, portanto a frequência de colisões no STAR é ligeiramente inferior à do PHENIX. O mesmo ocorre entre BRAHMS e PHOBOS, com frequência ligeiramente inferior para este último.

## 2.2 O experimento STAR

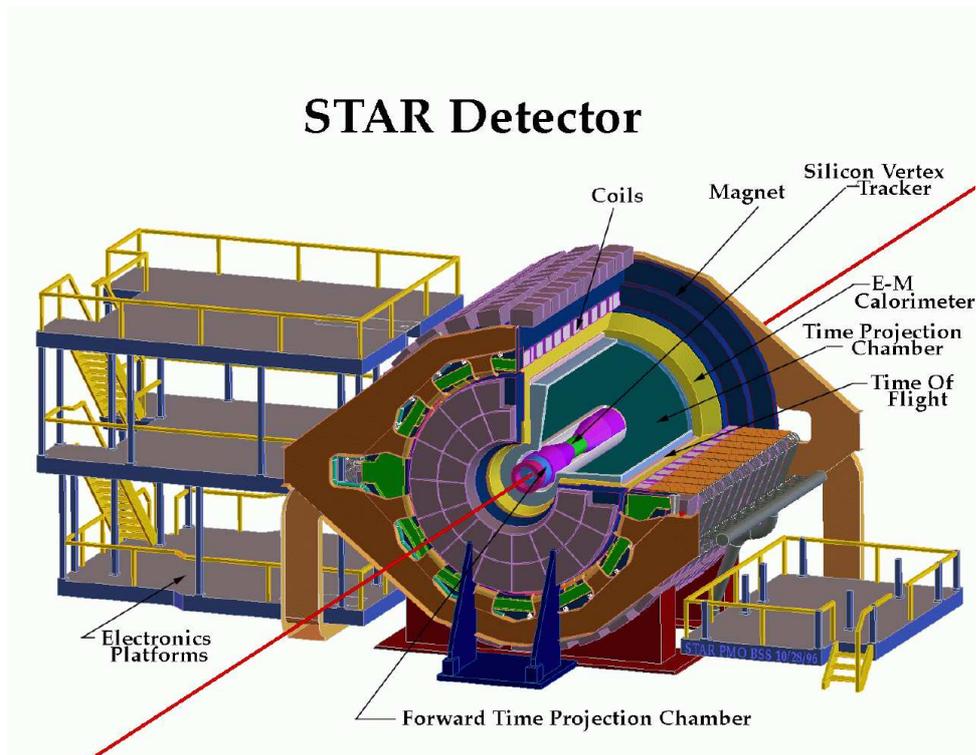
O experimento STAR [52, 53], esquematizado nas figuras 2.2 e 2.3, (*Solenoidal Tracker at RHIC*) é um dos dois grandes experimentos do complexo do RHIC, situado na posição “6:00” e é um detector de múltiplo propósito. Foi projetado para obter medidas de hádrons em um grande ângulo sólido na região de rapidez central. O STAR é composto de vários subsistemas de detectores instalados dentro de um grande ímã solenoidal, capaz de criar um campo magnético bastante uniforme [54], com pequenas variações de  $\sim 0,5$  Gauss, de até 0,5 Tesla, fornecendo a capacidade de medidas de momento para partículas carregadas. Entre esses subsistemas encontram-se o *Silicon Vertex Tracker* (SVT) [55] e *Silicon Strip Detector* (SSD) [56] que são detectores de silício responsáveis pela reconstrução das trajetórias de partículas carregadas (*tracking*) próximo à região de interação, o *Time Projection Chamber* (TPC) [57, 58], desenhado para registrar as trajetórias das partículas carregadas e fazer sua identificação; *Central Trigger Barrel* (CTB), ligado ao sistema de gatilho [59] (*trigger*) e os calorímetros eletromagnéticos,

*Barrel* (BEMC) [60] e *Endcap* (EEMC) [61]. Nas seções seguintes serão apresentados em detalhes os principais subsistemas usados neste trabalho.

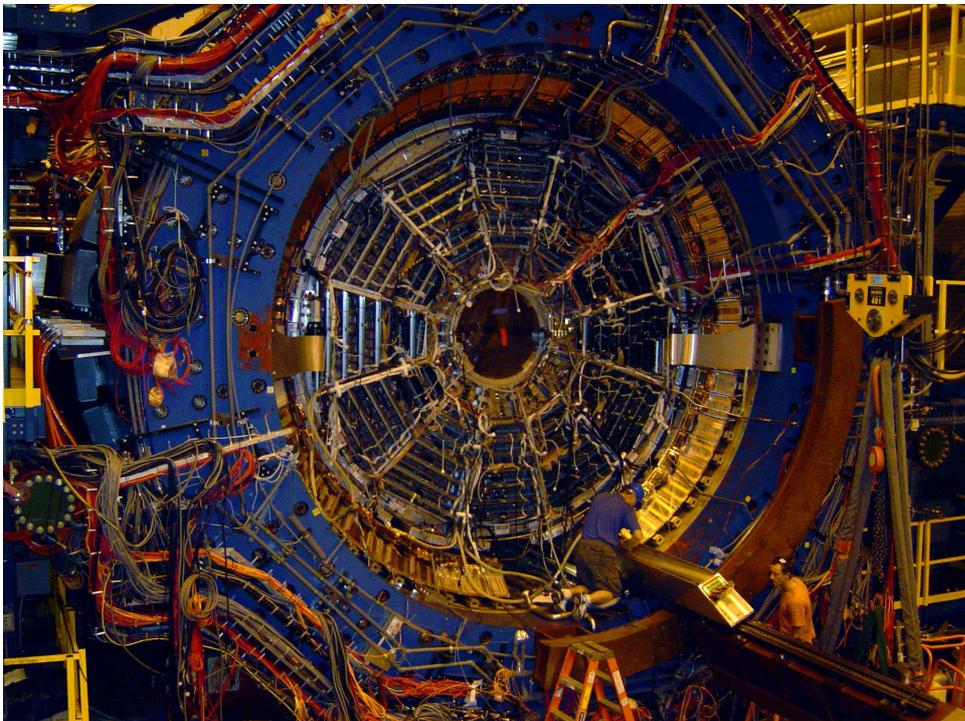
### 2.2.1 O TPC

Uma vista esquemática do TPC pode ser observada na figura 2.4. O TPC é capaz de detectar a trajetória das partículas carregadas e obter as informações de momento e também de perda de energia por ionização do meio ( $dE/dx$ ), possibilitando a identificação das partículas dentro de um intervalo de até  $\sim 1$  GeV/c. A resolução dessas medidas depende de informações detalhadas dos campos elétrico (TPC) e magnético (ímã) e da pressão e ganho da mistura gasosa utilizada, e são tipicamente da ordem de  $\sim (2.0 + 1.5p_T)\%$  em  $p_T$  e  $\sim 7\%$  para  $dE/dx$ . O TPC é constituído de duas metades com 210 cm de comprimento cada, separadas entre si por uma membrana central em alta-voltagem. O volume de detecção do TPC é compreendido entre duas “gaiolas” de campo, cilíndricas e concêntricas, em torno da linha do feixe, estando a interna a 50 cm e a externa a 200 cm da tubulação que envolve o feixe. Essas dimensões correspondem a uma cobertura em pseudo-rapidez que vai de  $|\eta| < 1$  quando se requer uma trajetória que abandone o TPC cruzando a gaiola externa, até o máximo de  $|\eta| < 1,8$  sem essa restrição. Um campo elétrico uniforme é mantido entre os discos paralelos da membrana central e das tampas de leitura e pelas gaiolas de campo cilíndricas. A tensão operacional da membrana é de 28 kV enquanto as tampas são aterradas, resultando num campo elétrico de  $\approx 135$  V/cm. A uniformidade do campo é garantida pelas gaiolas cilíndricas, que são construídas com 182 anéis equipotenciais espaçados de maneira uniforme. Os anéis são isolados por uma cadeia de 183 resistores de elevada precisão, com  $2M\Omega$  de resistência, que mantém um gradiente de campo elétrico uniforme entre a membrana central e as tampas de leitura. O TPC é preenchido com um gás conhecido como P10, que é uma mistura de 90% de argônio e 10% de metano e seu sistema de gás [62] mantém a pressão em 2 mbar acima da pressão atmosférica.

O sistema de leitura [63], é baseado em câmaras proporcionais multifilares (MWPC na sigla em inglês) com a leitura realizada por placas de leitura, situadas nas tampas

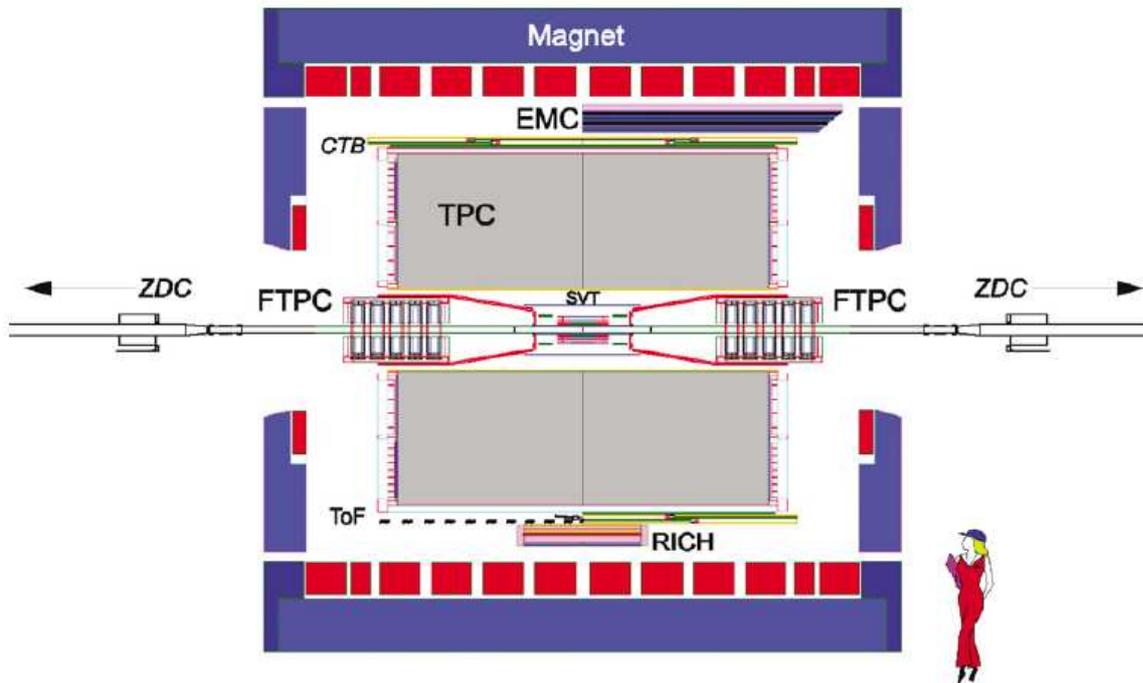


(a) Vista esquemática do detector STAR e seus subsistemas [52].

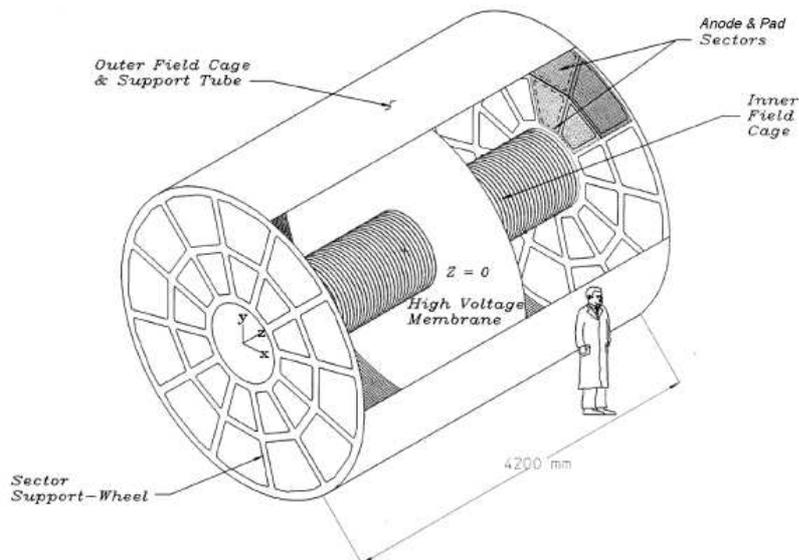


(b) Foto frontal do detector STAR.

**Figura 2.2:** Foto e esquema ilustrativo do detector STAR e seus subsistemas.



**Figura 2.3:** Vista de um corte longitudinal do detector STAR, apresentando a configuração utilizada no ano 2001. Embora desatualizada em relação à cobertura atual de alguns subsistemas a figura ilustra bem a localização - em relação à linha do feixe - dos subsistemas utilizados neste trabalho [52].



**Figura 2.4:** Vista esquemática do TPC [58].

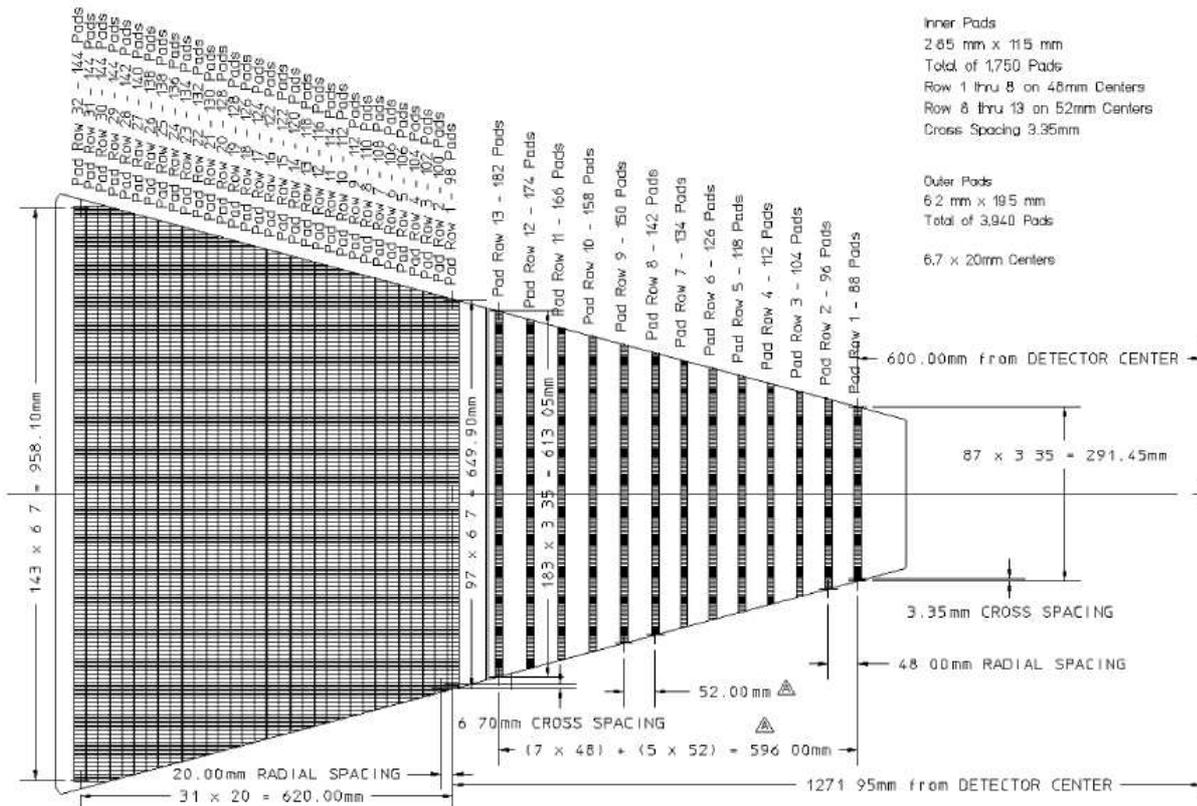
do TPC e conectadas à eletrônica de saída (*Front End Electronics* ou FEE). As MWPC têm três planos de fios, sendo uma rede de fios que regula a passagem das cargas em movimento (*gate grid*), um plano aterrado e por último os fios de anodo.

Os fios de anodo são mantidos a alta-voltagem de modo a fornecer o campo elétrico necessário à criação da avalanche [64], causada pelas cargas vindas das ionizações primárias. Essas avalanches deixam, ao redor dos fios de anodo, nuvens de íons positivamente carregados e essas nuvens são captadas pelas placas de leitura.

Os fios aterrados tem como função principal confinar o campo elétrico dos fios de anodo à região de amplificação, mas também podem ser usados na calibração das placas de leitura.

Já a *gate grid* tem a importante função de separar a região de amplificação da região de escoamento. Isso é importante pois os íons positivamente carregados tendem a escoar na direção da membrana central e, devido à sua grande massa, podem sofrer acumulação na região de escoamento, causando distorções ao campo elétrico. O processo de separação destas regiões de campo elétrico ocorrem “abrindo-se e fechando-se o portão” - daí o nome da rede. O portão fica aberto - permitindo a passagem das cargas - quando todos os fios estão à mesma tensão ( $\approx 110$  V) e fica fechado quando as voltagens alternam  $\pm 75$  V de seu valor nominal. Assim, o portão fica fechado a maior parte do tempo, impedindo a movimentação de cargas entre as duas regiões e abre-se somente durante o período necessário à leitura dos dados. Durante o curto tempo de abertura, apenas os elétrons originados na região de deriva passam para dentro do portão, enquanto os íons, por serem mais pesados e por isso muito mais lentos, não têm tempo suficiente para entrar na região de leitura antes do fechamento do portão.

As tampas do TPC, por sua vez, são divididas em 12 áreas chamadas setores. Cada um desses setores é subdividido em setores internos e externos, conforme mostra a figura 2.5, sendo o setor interno composto por 13 linhas de placas de leitura (*padrows*), otimizada para uma boa resolução espacial entre dois pontos na região mais próxima do feixe - com maior densidade de ionizações - enquanto que a parte externa é composta 32 *padrows*, sem espaçamento entre elas, para obter uma melhor resolução em  $dE/dx$ . A primeira



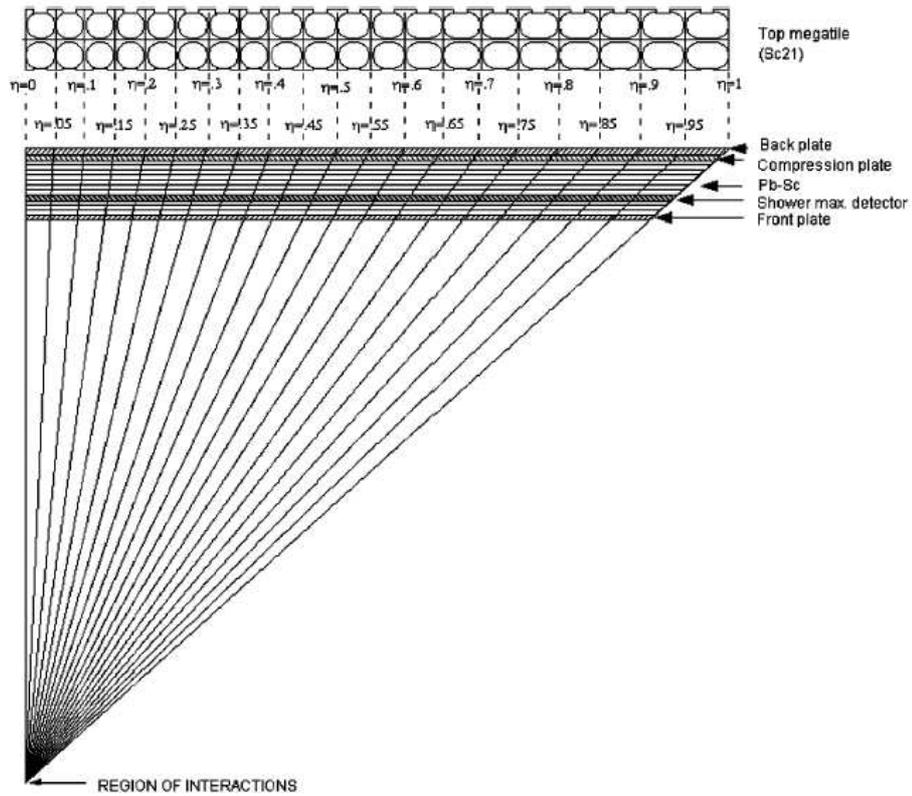
**Figura 2.5:** O plano de placas de leitura de um setor completo do TPC. O subsetor interno contém pequenas placas organizadas em linhas bem espaçadas (porção mais à direita), enquanto o subsetor externo é densamente organizado com placas maiores e sem espaço entre elas.[58]

seqüência fica a  $\approx 60$  cm da linha do feixe e o número total de placas por setor é 5692, resultando num total de 136.608 placas ( $5962 \times 12$  setores  $\times 2$  tampas).

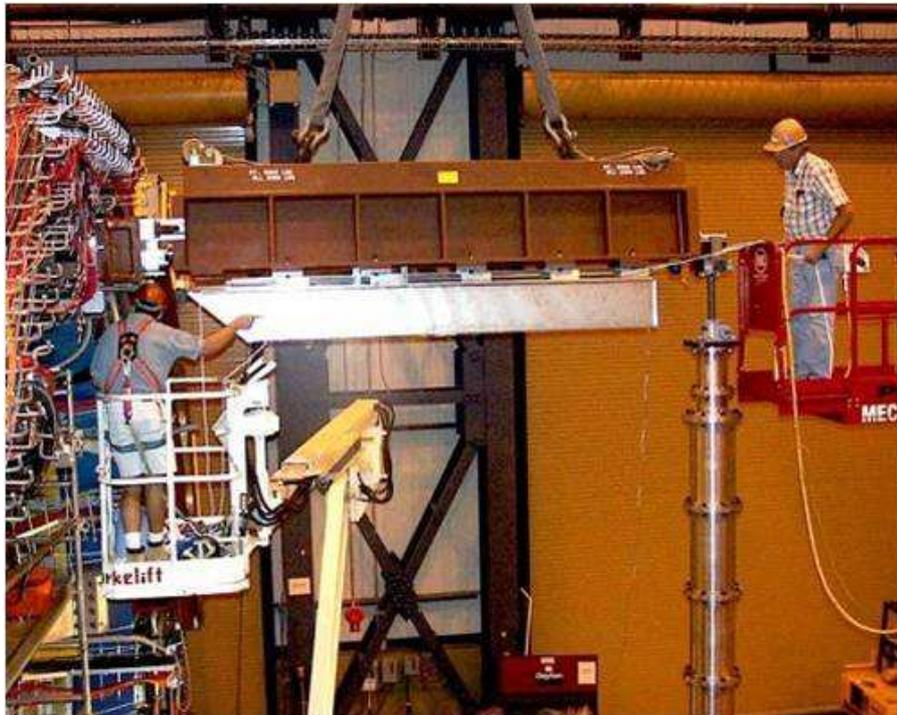
## 2.2.2 O BEMC

O BEMC [60] é um calorímetro eletromagnético capaz de medir a energia transversal dos eventos, além de medir fótons, elétrons e jatos com elevado momento transversal. O BEMC cobre uma região com  $|\eta| < 1$  e  $0 < \phi < 2\pi$  e é dividido em 120 módulos (60 com  $\eta > 0$  e os demais 60 em  $\eta < 0$ ), cada um com uma cobertura de  $\Delta\eta = 1$  e  $\Delta\phi = 0,1$ , o que tornou possível a instalação segmentada do mesmo. Na figura 2.6 é possível ver um esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético. Cada módulo do calorímetro é composto por 40 torres - perfazendo 4800 no total - com dimensões de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$  e constituí-

das de 21 camadas de chumbo e cintilador plástico intercaladas. Essa composição assegura às torres uma profundidade total de  $\approx 21 X_0$  (comprimentos de radiação), equivalente a pouco menos de 1 comprimento de interação hadrônica. Com a reduzida dimensão frontal das torres é possível medir chuveiros eletromagnéticos em regiões confinadas do espaço, o que torna o calorímetro um excelente detector de fótons e elétrons. Além disso, um detector do tipo *Shower Maximum* (SMD) está posicionado no interior do módulo. Esse detector é basicamente um detector proporcional multifilar à gás no qual dois planos de fios (em  $\eta$  e  $\phi$ ) permitem uma medida da posição e da forma dos chuveiros eletromagnéticos. Um terceiro detector, o *pre shower detector* (PSD), composto basicamente de uma leitura separada das duas primeiras camadas de cintiladores, propicia uma ferramenta indispensável no processo de discriminação entre fótons e  $\pi^0$ , devido às diferentes deposições de energia no PSD para cada um desses dois tipos de partículas. Além disso, ele pode contribuir para a discriminação entre elétrons e hádrons devido ao fato de que os elétrons depositam, em média,  $\sim 60\%$  de sua energia na primeira camada do PSD e  $\sim 80\%$  na segunda, enquanto hádrons depositam, respectivamente,  $3\%$  e  $6\%$ . A coluna de cintiladores intercalados com absorvedores de chumbo é montada conforme apresentado na figura 2.7. As camadas de chumbo possuem 5 mm de espessura cada, enquanto as de cintiladores tem espessura variável, sendo as duas primeiras camadas (componentes do PSD) com 6 mm de espessura, ao passo que as demais 19 possuem 5 mm. Os cintiladores plásticos são construídos no formato de folhas *mega tile* com 40 segmentos de área isolados opticamente (*tiles*) em cada camada. No topo da figura 2.6 o arranjo (*mega tile*) é esquematizado para a 21<sup>a</sup> camada. O sinal em cada segmento cintilador é lido por uma fibra ótica que transporta o sinal luminoso até uma foto-multiplicadora (PMT) que acumula o sinal luminoso de todos os segmentos cintiladores de uma mesma torre. O isolamento óptico entre os diferentes segmentos de uma mesma camada é obtido através de sulcos no material que contornam os limites destes segmentos. Esse sulcos - cuja profundidade no material é de 95% de sua espessura - são preenchidos com material opaco (*epoxy* rico em silicatos), evitando que o sinal de um segmento “vaze” para outro. O possível *cross-talk* ótico resultante dos 5% de material não escavado nos sulcos tem seu efeito



(a) Vista lateral de um módulo do BEMC mostrando o perfil projetivo das torres [60].



(b) Foto de um módulo do BEMC.

**Figura 2.6:** Foto e esquema ilustrativo de um módulo do BEMC mostrando o perfil projetivo das torres.

reduzido a menos de 0,5% ao pintar-se uma fina linha com tinta preta sobre o material cintilador remanescente nos sulcos desenhados.

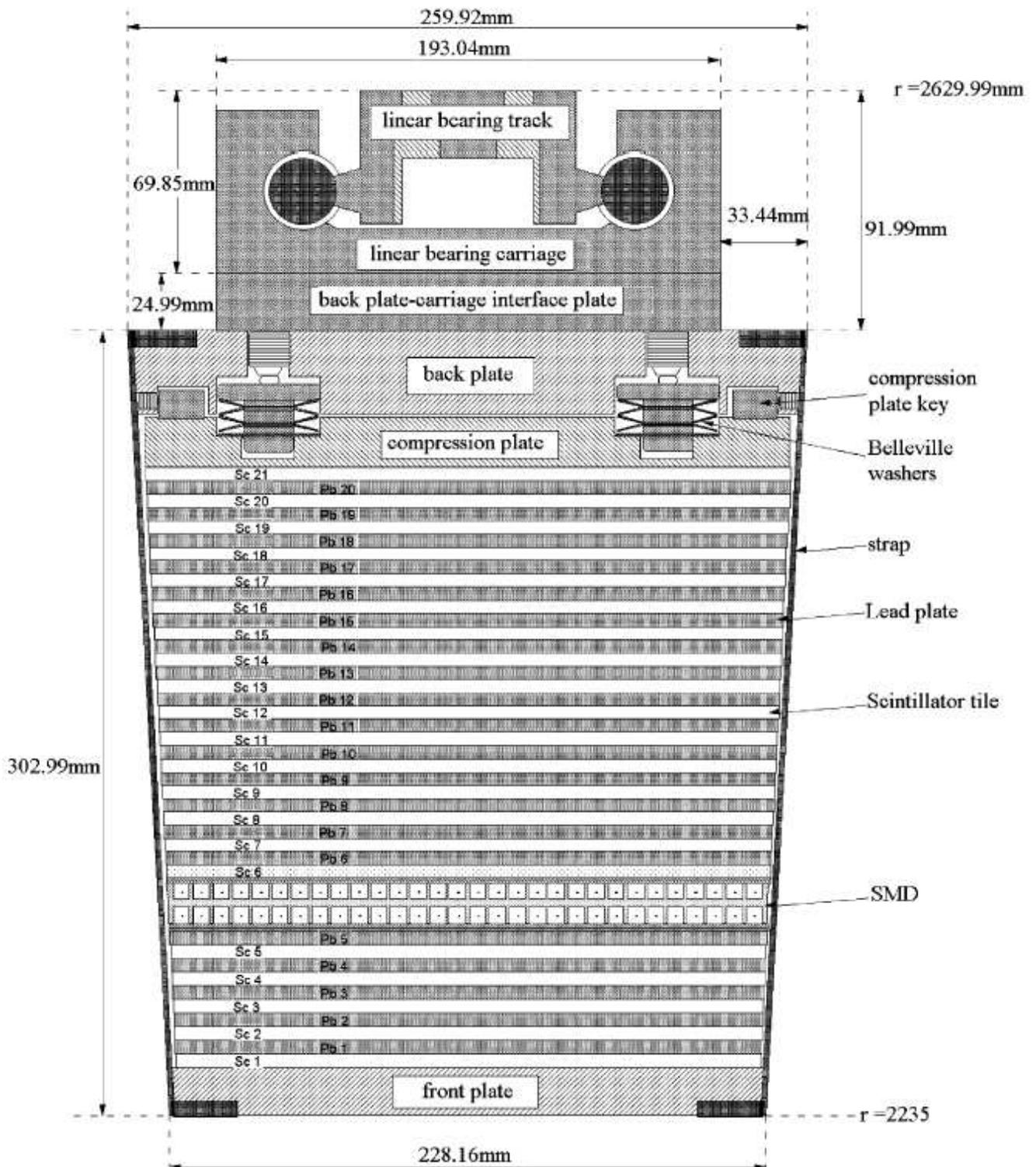
Cada camada de cintilador de um módulo é pintada em suas extremidades com uma tinta reflexiva Bicon BC620 e nas superfícies entre as camadas de cintilador e chumbo uma camada de papel branco é encaixada. Esse papel, além de ter uma boa reflectividade difusiva, garantindo que os sinais luminosos não sejam absorvidos pelas camadas de chumbo - de coloração escura -, tem como principal característica um alto coeficiente de atrito. Isso é importante pois na montagem das diferentes camadas não há nada que se assemelhe a um “pino guia” e a sustentação entre as diferentes camadas se dá somente pela pressão exercida pelas placas de chumbo. Assim, um alto índice de atrito entre as camadas é desejável para evitar inconvenientes deslocamentos “horizontais”.

A eletrônica projetada para fazer a leitura dos sinais obtidos pelas torres do BEMC deve satisfazer o requerimento de fornecer sinais para o sistema de gatilho (*trigger*) a cada cruzamento de *bunches* do RHIC, a uma taxa de  $\sim 10$  MHz, ou seja, deve processar um evento completo a cada  $\sim 107$  ns. Uma vista esquemática do sistema de leitura (FEE) é apresentada na figura 2.8. Um cartão da FEE digitaliza os sinais de 32 PMTs com resolução de 12 bits. 5 cartões de FEE - totalizando 160 torres, ou 4 módulos - são montadas nos *crates* de digitalização das torres (*Tower Digitizer Crates* ou TDC). Esse *crates* fornecem a informação de energia depositada nas torres ao sistema de *trigger*<sup>2</sup>. A informação obtida alimenta o gatilho até que uma decisão seja tomada. Os dados dos eventos aceitos são então enviados ao TDC (*Tower Data Collector*) através de fibras óticas. O TDC junta os dados de todos os 30 *crates* de torres do BEMC e os prepara para transferir ao sistema de aquisição de dados (DAQ).

Com essas características de montagem e operação, as torres do BEMC possuem uma resolução de energia de  $\frac{\delta E}{E} \sim \frac{16\%}{\sqrt{E}}$  acima de  $E \gtrsim 2$  GeV (figura 2.9). Um dos principais problemas na resolução de energia das torres vem do vazamento dos chuveiros eletromagnéticos para além dos limites da torre atingida por uma partícula, mas esse problema pode ser tratado durante a análise, como será discutido no Capítulo 4.

---

<sup>2</sup>Ver seção 2.2.3



**Figura 2.7:** Vista frontal de um módulo do BEMC apresentando a montagem mecânica de seus componentes. Na imagem é possível ver destacada a posição do Shower Max Detector à profundidade de  $\sim 5 X_0$  (em  $\eta=0$ ).

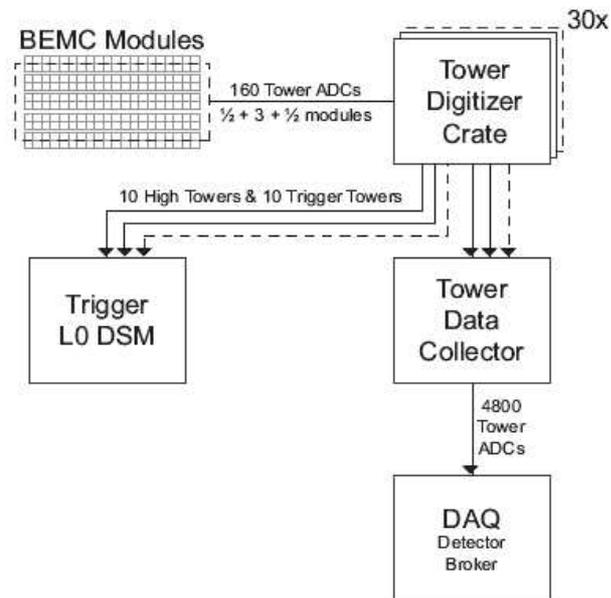


Figura 2.8: Vista esquemática do sistema de leitura do BEMC.

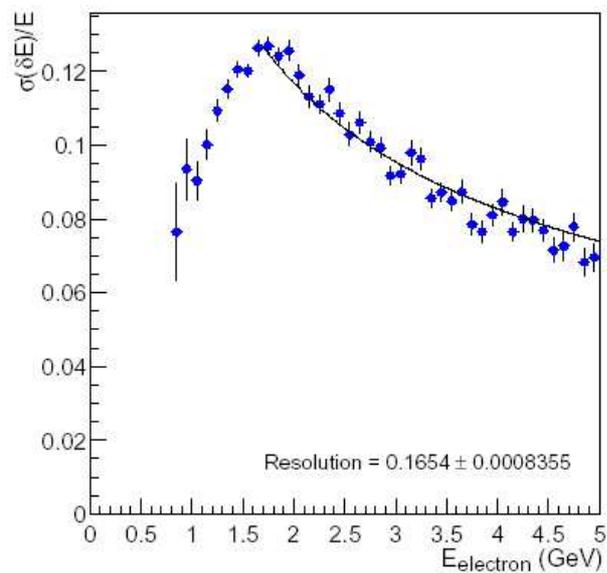


Figura 2.9: Resolução em energia do BEMC como função da energia de um elétron incidente.

## O SMD

As torres do BEMC possuem dimensões superiores às das chuveiros eletromagnéticos. Assim, para medir com precisão a forma e a posição de tais chuveiros utiliza-se o SMD [60]. Chuveiros eletromagnéticos apresentam formas compactas com aproximadamente 95% de sua energia contida dentro de um cilindro de raio igual a duas vezes o raio de Molière<sup>3</sup> [64]. O SMD é de grande importância para se reconstruir  $\pi^0$ , identificar fótons diretos e elétrons (pósitrons). Ele situa-se na posição onde os chuveiros eletromagnéticos de partículas com momentos da ordem de 1 a 2 GeV atingem o seu máximo. Isso se dá a aproximadamente  $5 X_0$  de profundidade em relação à frente do BEMC - 5 camadas adentro dos módulos - e é basicamente um detector proporcional a gás multifilar. Sua estrutura básica é uma grade de alumínio de extrusão de duas faces, com canais de 5,9 mm de largura, com sua extensão longitudinal na direção  $\eta$ . Essa estrutura de alumínio fornece canais aterrados a dois planos de fios independentes. Esses dois planos de fios são dispostos de maneira perpendicular (em  $\phi$  e  $\eta$ ) e cada plano contém 150 fios, permitindo uma resolução de  $\Delta\eta; \Delta\phi=0,007; 0,007$ . Uma vista de um corte transversal do detector é apresentada na figura 2.10.

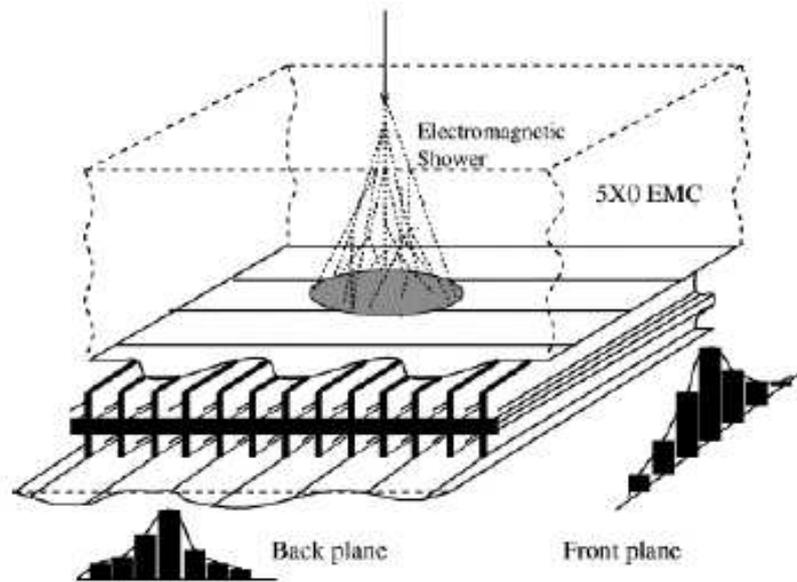
### 2.2.3 O sistema de gatilho (*Trigger*)

O sistema de gatilho (*trigger*) [59] é parte integrante do sistema de aquisição de dados [65] (DAQ na sigla em inglês) do experimento STAR. O DAQ recebe informações de diversos detectores que possuem taxas de aquisição de dados muito diferentes. Um evento completo, com informação de todos os detectores, tem um tamanho da ordem de 200 MB. A frequência de leitura dos eventos com os chamados detectores rápidos<sup>4</sup> se dá a uma taxa  $\sim 10$  MHz, que é a taxa em que ocorrem os cruzamentos entre os *bunches* dos dois anéis. Com os detectores lentos fazendo parte do processo de aquisição,

---

<sup>3</sup>Para o chumbo,  $2R_M \cong 3,2$  cm.

<sup>4</sup>Detectores não baseados em câmaras proporcionais, pois estas tem baixa velocidade de escoamento das cargas, retardando a formação do sinal. Alguns exemplos seriam o CTB e o BEMC.

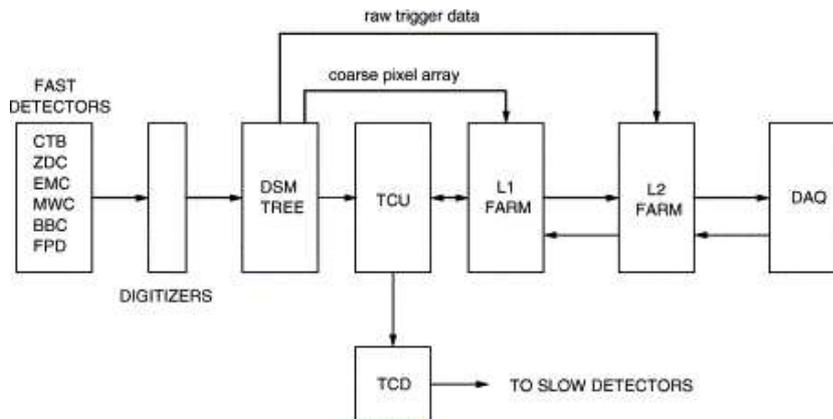


**Figura 2.10:** Corte transversal do SMD. Os dois planos perpendiculares de fios medem com excelente precisão espacial o perfil de um chuveiro eletromagnético devido ao grande número de canais de leitura no plano  $\phi \times \eta$ . Retirada de [60].

a taxa de leitura cai para  $\sim 100\text{Hz}$ <sup>5</sup>. À luz dessa informação conclui-se que os detectores rápidos podem fornecer meios de se reduzir a taxa de leitura em aproximadamente 5 ordens de magnitude. Para isso, os eventos são selecionados com base em informações da distribuição de partículas e energia oriundas dos detectores rápidos integrantes do sistema de gatilho (*trigger*).

O sistema de gatilho do STAR é dividido em até 4 níveis. O primeiro deles, o nível zero (L0) é o mais rápido de todos, sendo a seleção dos eventos tomada por um processo totalmente baseado nos sinais dos detectores rápidos. Os níveis 1 e 2 (L1 e L2) são mais lentos, porém têm capacidade de aplicar restrições muito mais sofisticadas aos eventos a serem selecionados. Ambos utilizam algoritmos para cálculos mais elaborados com dados oriundos dos detectores rápidos e a diferença entre eles é que o L1 baseia-se em informações de apenas parte dos detectores rápidos (BBC, ZDC, CTB) e processa sua decisão em  $\sim 100 \mu\text{s}$ , enquanto o L2 usa as informações de todos os detectores rápidos e toma suas decisões em  $\sim 5 \text{ ms}$ . Os objetivos de medida desse trabalho utilizaram-se

<sup>5</sup>Futuramente uma atualização do sistema deve elevar esse limite para  $\sim 1\text{kHz}$ , o que será fundamental para medidas de *heavy-quarkonia*.



**Figura 2.11:** Fluxo de informação do sistema de gatilho até o sistema de aquisição de dados [59].

apenas dos níveis L0 e L2, desenvolvidos especificamente para *heavy-quarkonia*. A seguir serão descritos em detalhes esses níveis. O nível L3, diferentemente dos demais, inclui os detectores lentos no processo de decisão. Ele foi desativado quando o DAQ recebeu seu último *upgrade* de 10 Hz para 100Hz, pois tornou-se desnecessário.

O nível zero do gatilho utiliza os detectores rápidos e uma série de critérios de seleção no arranjo da eletrônica desses detectores para determinar se um determinado evento é aceitável. Quando as condições são satisfeitas o L0 dispara o início do L2 e nesse nível então decidir-se-á pela aquisição do evento.

O L0 possui um fluxo de dados comum a todas as configurações de *trigger*, conforme esquematizado na figura 2.11. Ele é constituído de quatro tipos de placas VME especialmente construídas: a *Data Storage and Manipulation* (DSM), a unidade de controle do gatilho (TCU), a *Trigger Clock Distribution* e a *RHIC Clock*, placas de controle (RCC). O L0 usa uma “árvore” de placas DSM. Cada uma delas recebe dados dos detectores rápidos a cada colisão, realiza um cálculo simples e repassa a informação à próxima placa DSM da árvore a tempo de estar livre para a próxima colisão. Esse processo estreita o fluxo de informação ao tamanho de uma DSM e essa informação é então enviada ao TCU, que combina a informação da árvore de DSM com os bits de *status live/busy* dos detectores lentos e os mapeia em uma “palavra de *trigger*” de 16 bits usando uma tabela de busca e referência, permitindo diferentes combinações nos dados de entrada que culminam em

um evento aceito [59].

A própria “palavra de *trigger*” é usada como entrada para o sistema de pré-escala (ou simplesmente *prescale*) e para a tabela de procura “palavra de ação”, que é carregada com a lista de detectores que devem ser disparados para essa “palavra de *trigger*” específica. Esse esquema permite que a leitura de eventos ocorra apenas com os detectores rápidos enquanto os detectores lentos ainda estão ocupados processando eventos anteriores. Isso aumenta a estatística das análises que não requerem dados dos detectores lentos. O *prescale* desempenha uma importante função na alocação do “tempo vivo” dos detectores lentos entre os diferentes tipos de gatilho. Ele permite a seleção de apenas uma fração pré determinada de cada um dos tipos de gatilho. Essa fração é determinada dinamicamente no começo de cada *run*, usando a frequência de L0 de cada “palavra de gatilho” e a frequência de saída desejada, garantindo assim um mínimo de “tempo vivo” dos detectores lentos para todos os tipos de gatilho.

Depois de passar pelo *prescale*, um gatilho é disparado e aí rotulado com uma chave de identificação (ou *token*) de 12 bits, com a qual permanece até que o evento seja totalmente processado pelo DAQ ou seja abortado por um gatilho de nível maior. As palavras de gatilho e de ação, bem como a chave de identificação são passadas aos TCDs que providenciam a distribuição aos subsistemas dos detectores. O TCD faz a ligação entre o sistema de gatilho e a eletrônica dos detectores. Assim que um gatilho L0 chega ao TCD o processo de amplificação, digitalização e leitura tem início.

A configuração da árvore DSM usada em 2006 é essencialmente a mesma que foi usada em 2005, esquematizada na figura 2.12. É possível identificar quatro diferentes níveis de DSM que podem ser agrupados grosseiramente em 4 sub-árvores como pode ser visto na terceira coluna a contar da esquerda: uma para os detectores de multiplicidade dos eventos (MULT), outra para os detectores de posição do vértice (VTX), uma terceira para os detectores FPD (*Forward Pion Detector*) e a última para a deposição de energia nos calorímetros (EMC). Esta última subdividindo-se em mais duas sub-árvores, uma para o BEMC e outra para o EEMC.

Resumidamente podemos apresentar a função de cada um dos detectores empregados

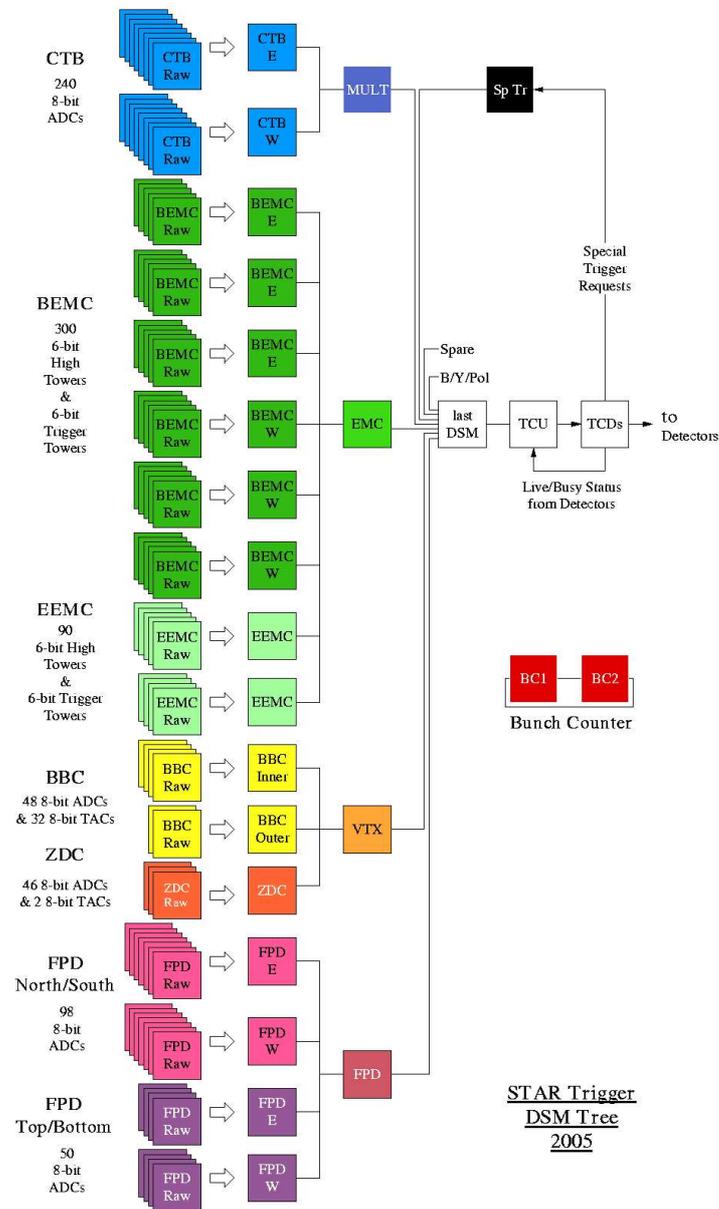


Figura 2.12: Estrutura da árvore de DSM em 2005 [66].

no sistema de gatilho como a seguir:

**CTB:** O CTB [59] (*Central Trigger Barrel*) é um detector constituído de 240 tiras arranjadas em quatro bandas cilíndricas, - realmente lembrando um barril - cada uma dessas bandas com cobertura de meia unidade em  $\eta$ . O CTB cobre a superfície cilíndrica externa do TPC como apresentado na figura 2.13. Cada tira consiste de um radiador, uma guia de luz e uma fotomultiplicadora (PMT) com dinodo em malha. As tiras ficam acondicionadas em bandejas de alumínio para facilitar o manuseio e montagem no restrito espaço interno do STAR. As tiras ficam, duas a duas, dentro das bandejas com suas partes traseiras afixadas no mesmo suporte, porém em desnível. As PMTs são ligadas aos radiadores por guias de luz transmissoras de ultra-violeta, construídas em acrílico. O isolamento dos cintiladores se dá embrulhando-os em material isolante óptico<sup>6</sup>, enquanto as guias de luz são embrulhadas em papel preto totalmente opaco. As estreitas extremidades das guias de luz são pintadas em tinta preta para reduzir os *flashes* devido à interação de partículas próximas às PMTs e para eliminar reflexos nas tiras. Cada PMT é ligada a um canal da fonte de alta tensão<sup>7</sup> e tem um LED independente ligado à extremidade mais distante da tira com propósito de calibração e envia um sinal de anodo para a placa de digitalização do CTB (CDB).

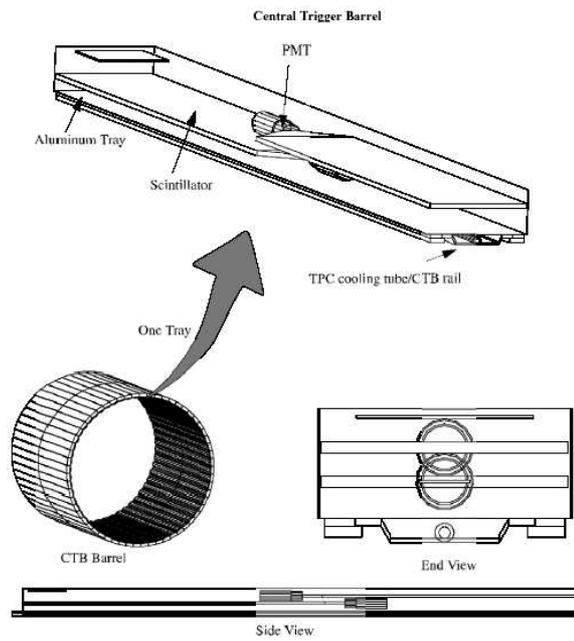
Cada CDB possui 16 canais de entrada e cada um desses canais envia 8 bits de informação - normalmente um valor de ADC de 8 bits - para o canal de entrada de uma placa DSM. É essa informação de ADC que será usada na configuração do L2- $J/\psi$ .

**ZDC [67] e BBC [59]:** O *Zero Degree Calorimeter* e o *Beam-Beam Counter* fornecem informações complementares da multiplicidade de eventos, mas suas principais funções são indicar a ocorrência do evento e a determinação na posição do vértice. O primeiro é constituído de 2 calorímetros hadrônicos localizados junto à linha de feixe e em lados opostos ao STAR (figura 2.3). A energia depositada

---

<sup>6</sup>Tyvek® B1060, DuPont®

<sup>7</sup>LeCroy® 1440



**Figura 2.13:** Vista esquemática do CTB. Nos destaques pode-se ver a montagem de duas tiras cintiladoras em uma bandeja [59].

no ZDC é proporcional ao número de nêutrons espectadores e portanto fornece a medida de centralidade dos eventos. A diferença de tempo entre os sinais dá a medida da posição do vértice, esta última depende da centralidade do evento e tem resolução  $\leq 15$  cm. Os BBCs, por sua vez, consistem em dois sistemas de anéis de placas cintiladoras hexagonais, sendo o anel interno composto por placas menores e o externo por placas maiores. O número de contagens nos BBCs é proporcional ao número de partículas carregadas que os atingem e, conseqüentemente, mais uma medida extra de multiplicidade é obtida. A diferença de tempo entre os sinais dos dois BBCs dá uma medida de posição do vértice primário, mas desta vez sem dependência em centralidade. Devido à ausência de nêutrons o BBC é o principal gatilho de interação em p+p.

**BEMC e EEMC:** A seção 2.2.2 descreve em detalhes o BEMC e em relação ao que tange o sistema de gatilho a mesma descrição se aplica ao EEMC. Os TDCs calculam duas primitivas de gatilho usadas na sub-árvore dos calorímetros. A primeira delas retira do BEMC a informação de 6 bits de 300 *high towers* (HT), que são as torres

de maior sinal dentre as contidas em porções de 16 torres do BEMC - denominados de *patch* (ou *patches*) - com dimensões  $(\eta \times \phi)=(0,2 \times 0,2)$ . Os dados dos ADCs - com 12 bits de tamanho - sofrem um “deslocamento” para se ajustarem à região de interesse do gatilho e pode-se efetuar a subtração de pedestal. A segunda primitiva é a soma da energia depositada em todas as torres de um mesmo *patch*. As mesmas primitivas são obtidas com 90 *patches* do EEMC. Basear um gatilho na deposição de energia eletromagnética permite a seleção de eventos com partículas de alto momento transversal ( $p_T$ ), em especial elétrons (pósitrons) e fótons.

Uma vez que o TCU dispara o gatilho transcorre um período de alguns mili-segundos durante o qual os detectores lentos estão ocupados digitalizando seus dados e transmitindo ao DAQ. Assim sendo os níveis seguintes de gatilho - L1 e L2 - podem se utilizar deste tempo para realizar análises mais detalhadas dos dados oriundos dos detectores rápidos. A decisão de L1 deve levar até  $\sim 100 \mu\text{s}$  e de L2 até  $\sim 5 \text{ ms}$ , com as decisões sendo tomadas, tipicamente, em tempo  $\leq 1 \text{ ms}$ . Ambos trabalham com os dados dos detectores de gatilho mas, devido ao grande tempo disponível, operações mais complexas podem ser computadas para determinar se o evento atende a requisitos mais refinados. Se não atendem a esse refinamento, L1 e L2 têm ainda poder de abortar a digitalização de dados dos detectores lentos e, neste caso, a decisão de abortar é enviada ao TCU que a distribui entre os detectores, liberando-os para novos eventos e, conseqüentemente, reduzindo o tempo morto dos detectores lentos. Quando um evento é aceito em L2 é então enviado ao DAQ que passa a controlar a aquisição dos dados.

Assim que recebe um evento, o DAQ coleta a informação de todos os detectores, formata-os e envia-os através de uma rede Ethernet Gigabit ao *RHIC Computing Facility* [68] (RCF) para gravação em disco usando HPSS [69]. Os detectores são lidos a 8.000 MB/s e essa alta taxa de transferência de dados requer um processamento paralelo no DAQ. O fluxo de dados pelo sistema é controlado por um intermediário global, que organiza a leitura e o transporte de dados no DAQ para cada chave recebida do gatilho.

Os passos descritos acima ocorrem para toda e qualquer configuração de gatilho. Nas próximas seções serão apresentados os detalhes das configurações do gatilho de *heavy-*

*quarkonia*.

### Gatilho para *heavy-quarkonia*

A necessidade de se projetar um gatilho especialmente para *heavy-quarkonia*, vem do fato de que as ressonâncias que se deseja medir tem baixa ocorrência quando comparadas a outros processos, muito mais abundantes<sup>8</sup>. Assim, para se obter uma quantidade significativa de medidas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , seriam necessários conjuntos de dados com muitos bilhões de eventos. O fato de o DAQ ter uma baixa frequência de registro de eventos quando comparada à frequência com que os eventos ocorrem é um fator agravante ao tempo de máquina necessário para se obter as amostras com tamanhos apropriados.

Assim, o sistema de gatilho, funciona como um pré-selecionador de eventos. Os eventos selecionados são escolhidos de tal forma que a probabilidade de ocorrência de eventos com as ressonâncias desejadas aumente significativamente por rejeitar os eventos que contribuem para a formação do fundo. Com a rejeição estimada na ordem de  $10^2$  para  $J/\psi$  e  $10^4$  para  $\Upsilon$ , então o sistema de gatilho de *heavy-quarkonia* garante a possibilidade de se obter amostras significativas de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ .

### Gatilho nível zero (L0)

O gatilho especialmente desenvolvido para *heavy-quarkonia* é baseado nos decaimentos leptônicos  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  ( $\mathcal{BR}=5,93\%$ ) e  $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$  ( $\mathcal{BR}=2,26\%$ )<sup>9</sup>, que são assinaturas experimentais bastante específicas.

Neste nível o gatilho de  $J/\psi$  tem caráter topológico, ao passo que o de  $\Upsilon$  é simplesmente um gatilho de HT. Isso se deve ao fato de que o  $\Upsilon$  tem uma massa bem maior que o  $J/\psi$  e com isso os  $e^+e^-$  de seu decaimento terão energias numa região com muito menos fundo e portanto o gatilho pode ser menos restritivo. Neste caso, requer-se simplesmente que, para ser aceito, o evento deva conter ao menos uma torre do BEMC com deposição de energia acima de um *threshold*, pré-definido - de 3,5 GeV. Assim, quando a condição é satisfeita o gatilho é disparado e o L2- $\Upsilon$  é iniciado.

<sup>8</sup>Por exemplo, são necessários  $\sim 10^9$  eventos *pp minimum bias* para se obter, em média, 1  $\Upsilon$ .

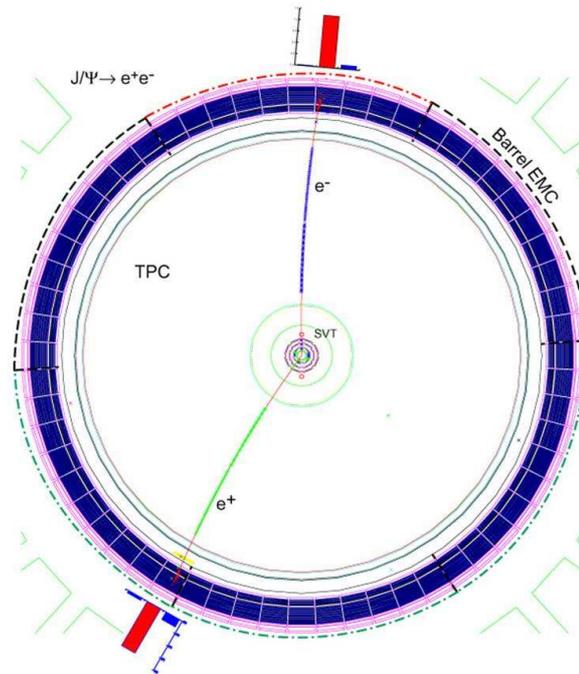
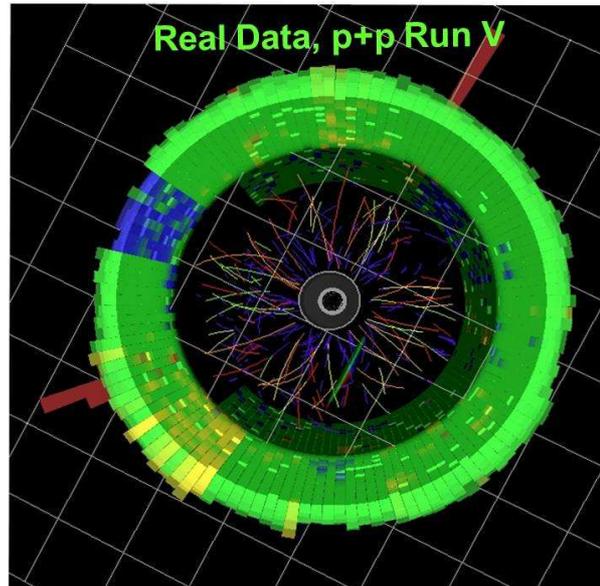
<sup>9</sup>Combinadas as razões dos 3 estados S.

O L0- $J/\psi$  tem uma configuração tal que o BEMC é dividido logicamente em 12 setores, 6 em  $\phi$  com cobertura de  $\Delta\phi=60^\circ$  cada e dois em pseudo-rapidez, com cobertura  $\Delta\eta=1$ . A figura 2.14 ilustra o arranjo. Essa configuração procura por ao menos dois sinais acima do *threshold* de 1.2 GeV, separados por pelo menos  $60^\circ$ . Essa restrição tem motivação no fato de que, em energias próximas a 1,5 GeV existe uma grande quantidade de fundo fotônico - e mesmo hadrônico - que poderiam disparar o gatilho. Requerendo ao menos 2 torres, procura-se por eventos com o decaimento  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ , e a abertura angular mínima diminui a chance de se disparar o gatilho em eventos que contenham um fóton que sofra conversão em  $e^+e^-$ . Embora a calibração final das torres do BEMC não esteja disponível durante a tomada de dados, a resolução em energia da calibração *on-line* é de  $\sim \frac{17\%}{\sqrt{E}}$ , que essencialmente igual à obtida na calibração final de  $\sim \frac{16\%}{\sqrt{E}}$  (figura 2.9). Para minimizar o tempo de processamento a procura é feita, identificando-se primeiramente uma HT  $> 1,2$  GeV e em seguida procurando-se por pelo menos mais uma HT apenas nos setores opostos, desprezando-se a informação que vem dos setores vizinhos. Se nesses setores procurados ao menos uma torre tem deposição de energia acima de 1,2 GeV, então o gatilho dispara. Nas configurações para *heavy-quarkonia* não há uso de L1.

### Gatilho L2

Neste nível as duas configurações de gatilho são muito parecidas e as diferenças resumem-se quase que exclusivamente aos valores dos parâmetros do algoritmo e ao fato de que o L2- $\Upsilon$  não requer informações do CTB. Mais uma vez, devido às energias mais altas dos produtos de decaimento de  $\Upsilon$ , o fundo fotônico é muito mais baixo que para o caso de  $J/\psi$ , sendo portanto desnecessário o veto do CTB aos eventuais fótons.

O L2 é disparado quando o evento satisfaz os requerimentos de seu respectivo L0. Neste momento as torres identificadas como HT em L0 servem de semente na criação dos chamados *clusters*. Um *cluster* é um grupo de torres do BEMC constituído pela semente de L0 mais duas de suas oito torres adjacentes. Escolhem-se aquelas que contém o maior sinal de ADC. Os *clusters* são duplamente úteis, pois contabilizam mais eficientemente a energia depositada pelas partículas que dispararam o gatilho, pois computam o efeito do

(a) Vista esquematica do L0- $J/\psi$ .(b) Evento real disparando o L0- $J/\psi$ .

**Figura 2.14:** Vista esquematica do L0- $J/\psi$ . As torres do BEMC são divididas em 6 setores de  $60^\circ$  em azimute. O painel superior ilustra o funcionamento do gatilho na situação do decaimento  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ . O setor marcado com o tracejado em vermelho dispara a procura nos setores com tracejados azuis, enquanto os setores vizinhos - tracejados em preto - permanecem inertes.

vazamento de chuveiro eletromagnético para as torres adjacentes, e melhoram a medida de suas posições pelo fato de que as posições dos *clusters* são calculadas com base na posição das torres ponderada pelas respectivas leituras de ADC.

Após a criação dos *clusters* faz-se o cálculo do cosseno do ângulo formado entre todos os *clusters* presentes no evento, tomados aos pares. Para a obtenção do cosseno toma-se o ângulo entre duas linhas retas extrapoladas desde a posição do vértice - calculado pelo BBC <sup>10</sup> - até a posição dos *clusters* em análise. Assim, temos as informações necessárias para se calcular, de maneira aproximada, o valor da massa invariante do suposto par de partículas que deu origem ao par de *clusters* analisado. Esse cálculo é efetuado com a seguinte expressão:

$$M^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \quad (2.4)$$

onde  $E_i$  é a energia do *cluster*  $i$  e  $\theta_{12}$  é o ângulo formado pelas duas linhas retas que ligam os *clusters* ao vértice. Esse cálculo considera várias aproximações. A primeira considera que as partículas em questão são  $e^+e^-$  e portanto suas massas são desprezíveis neste regime de energias. Como são considerados um par  $e^+e^-$ , então seus momentos são iguais às suas respectivas energias, pois estas partículas deixam toda a sua energia nas torres do BEMC. Outra aproximação relevante é de se considerar a trajetória das partículas como linhas retas. Essa aproximação é especialmente boa para os estados de  $\Upsilon$  devido ao momento mais elevado dos seus produtos de decaimento, pois quanto maior o momento, mais a trajetória se aproxima de uma linha reta.

Com o valor da massa calculado para todos os pares de *cluster* de um evento este será aceito se ao menos um deles houver um par com massa entre 2,2 e 5,0 GeV/c<sup>2</sup> para  $J/\psi$  e entre 6,0 e 15,0 GeV/c<sup>2</sup> para  $\Upsilon$ , conforme resumido na tabela 2.1.

No caso do L2- $J/\psi$  há ainda mais um requisito a ser atendido para a aceitação do evento que é o uso do CTB para vetar fótons. Na região de momento de maior incidência dos produtos de decaimento do  $J/\psi$  existe um fundo hadrônico e fotônico bastante elevado. Considerando-se a sensibilidade do BEMC a fótons como sendo aproximada-

---

<sup>10</sup>Ver seção 2.2.3

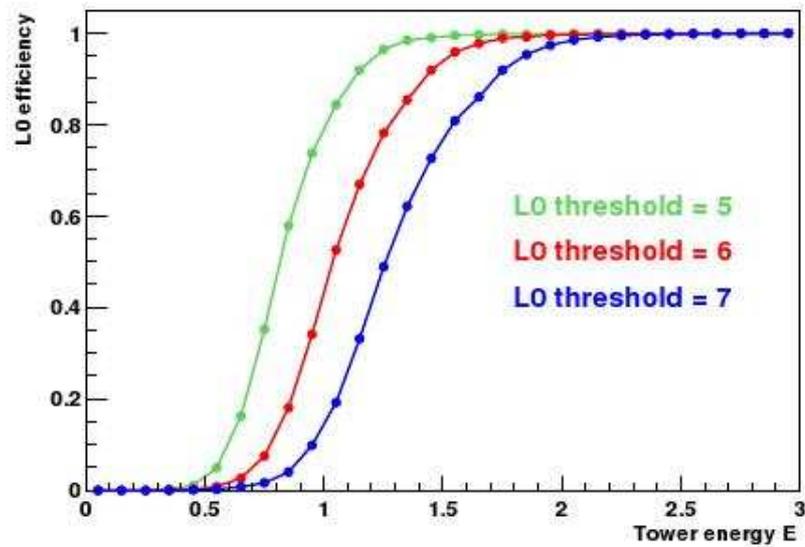
mente igual a de elétrons (pósitrons), o gatilho poderia aceitar um número de eventos espúrios tão elevado que inviabilizaria estatisticamente a amostra colhida. Assim sendo o requerimento adicional de um sinal de ADC ( $\geq 3$ ) nas tiras do CTB correspondentes geometricamente às torres do BEMC sementes de L0, reduz significativamente a contaminação dos *clusters* por sinais deixados por fótons, dado que os cintiladores do CTB são sensíveis somente à passagem de partículas carregadas.

Parâmetro	$J/\psi$	$\Upsilon$
L0 <i>threshold</i>	1,2 GeV	3,5 GeV
L0 HTs	2	1
$\cos\phi$	$<0,5$	-
L2-M (GeV/c <sup>2</sup> )	$2,2 < M < 5,0$	$6,0 < M < 15,0$
veto a fótons (CTB-adc)	$\geq 3$	-

**Tabela 2.1:** Parâmetros do gatilho de heavy-quarkonia.

A figura 2.15 apresenta a estimativa de eficiência de medida de elétrons em, função de suas energias, do gatilho L0- $J/\psi$ , para 3 diferentes *thresholds*. Se a eficiência fosse ideal seu valor saltaria de zero a um ao atingir o *threshold*. A rampa contínua contempla algumas limitações dos detectores e do algoritmo em si. Uma das principais limitações é o fato de que em valores mais elevados de  $|\eta|$  a diferença entre energia transversal (que é o que de fato as torres medem) e da energia da partícula pode chegar a  $\sim 40\%$ . Outra limitação é devido a flutuação dos pedestais das torres, que são da ordem de 300 MeV. Com isso é necessário se definir o *threshold* em 300 MeV abaixo do desejado, fazendo com isso que o gatilho dispare indevidamente um número bem maior de vezes, comprometendo ligeiramente sua eficiência.

Contudo, a figura 2.15 não representa a eficiência da medida de  $J/\psi$  como um todo, pois muitos  $J/\psi$  (ou  $\Upsilon$ ) decaem em elétrons com baixas energias. Uma simulação completa de produção e decaimento de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  deve ser realizada, incluindo os gatilhos propostos. Deve-se considerar também o poder de rejeição de eventos espúrios para definir os cortes do gatilho. As figuras 2.16(a) e 2.16(b) mostram a eficiência da medida de identificação de eventos contendo  $J/\psi$  bem como a rejeição de eventos espúrios, como função dos cortes aplicados, para colisões  $Au + Au$ . Para  $p + p$  pode-se tomar o canal de



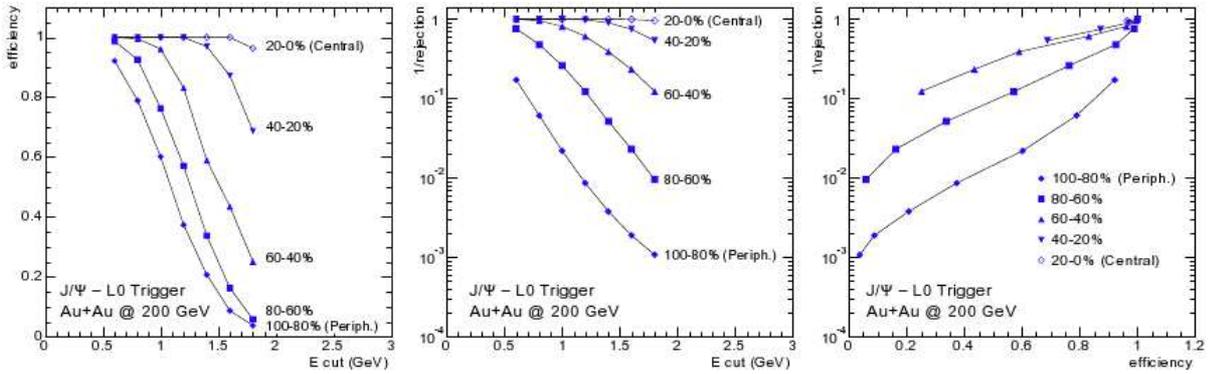
**Figura 2.15:** Eficiência de medida de elétrons, com energia  $E$ , simulada de  $L0\text{-}J/\psi$  com 3 valores distintos de threshold.

centralidade de 80%-100%. A figura 2.17 mostra a eficiência na medida de  $\Upsilon$  e a rejeição do fundo em função do corte em L0. A eficiência de L2, devido ao cortes utilizados e a elevada massa do  $\Upsilon$  é próxima de 100%.

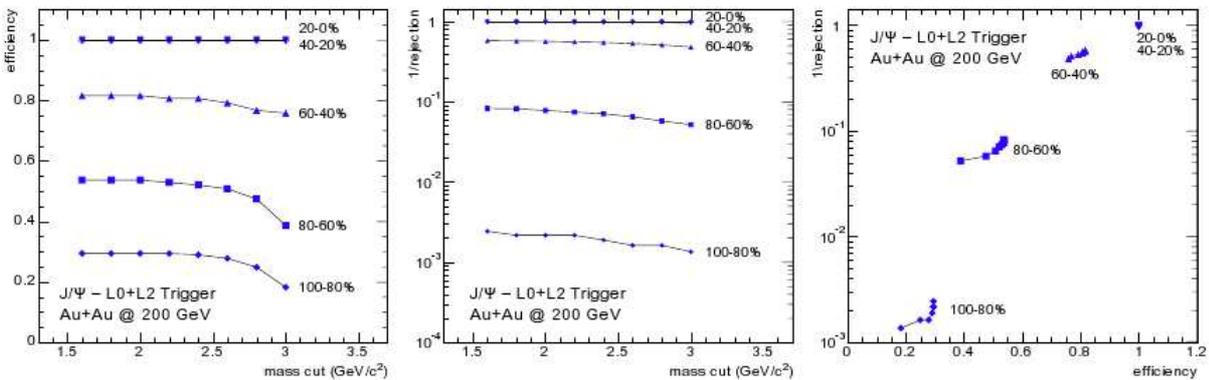
### Monitoramento do gatilho

A última ferramenta desenvolvida para aquisição dos dados de *heavy-quarkonia* foi um sistema de monitoramento *on-line* do gatilho. Um dos objetivos desse sistema era fazer uma análise de qualidade (QA) prévia dos eventos registrados para verificar se o gatilho estava funcionando conforme o planejado. O outro era a detecção de torres do BEMC “quentes” ou “ruidosas”. Essas torres “ruidosas” ocorrem quando, por algum tipo de ruído eletrônico, possuem um sinal espúrio de ADC elevado, podendo inclusive atingir o *threshold*. Quando isso ocorre o gatilho pode começar a ser disparado numa frequência tão intensa em eventos indesejados que a amostra coletada ficaria repleta de fundo, inviabilizando a medida.

O sistema de monitoramento baseou-se em um programa escrito em código *bash* no sistema operacional linux de uma das máquinas da sala de controle do STAR ligadas ao DAQ. Esse código automaticamente, de 30 em 30 minutos, abria os arquivos que

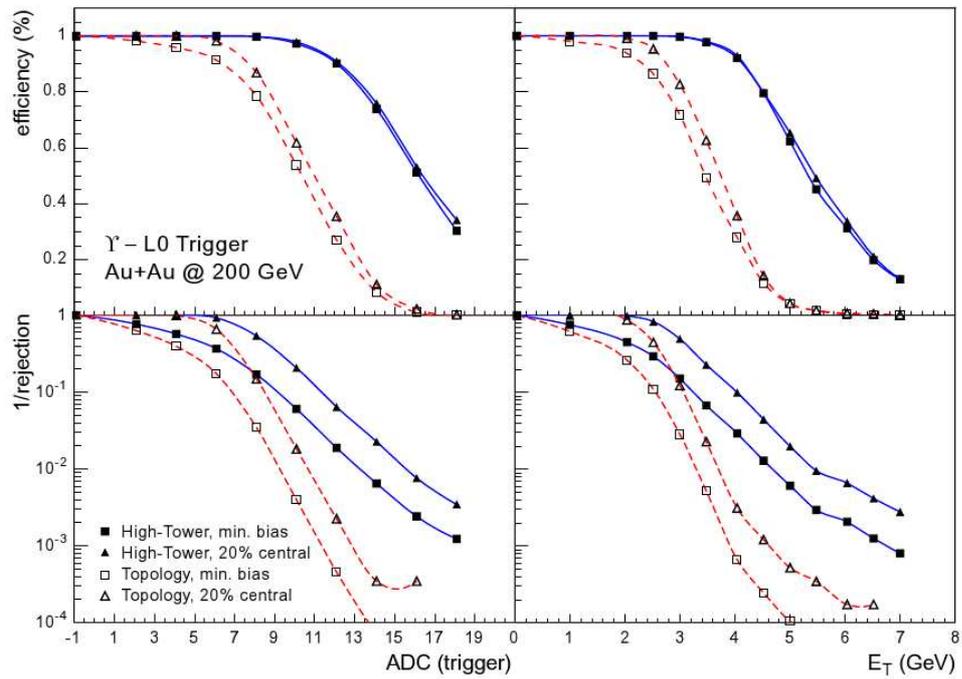


(a) Performance de L0- $J/\psi$ . Da esquerda para a direita: eficiência, inverso do fator de rejeição e eficiência vs. inverso do fator de rejeição, como função da energia de corte do gatilho.



(b) Performance combinada de L0- $J/\psi$  e L2- $J/\psi$ . Da esquerda para a direita: Da esquerda para a direita: eficiência, inverso do fator de rejeição e eficiência vs. inverso do fator de rejeição, como função do corte em massa invariante.

**Figura 2.16:** Performance simulada do gatilho de  $J/\psi$ . Os resultados são apresentados em 5 diferentes canais de centralidade.



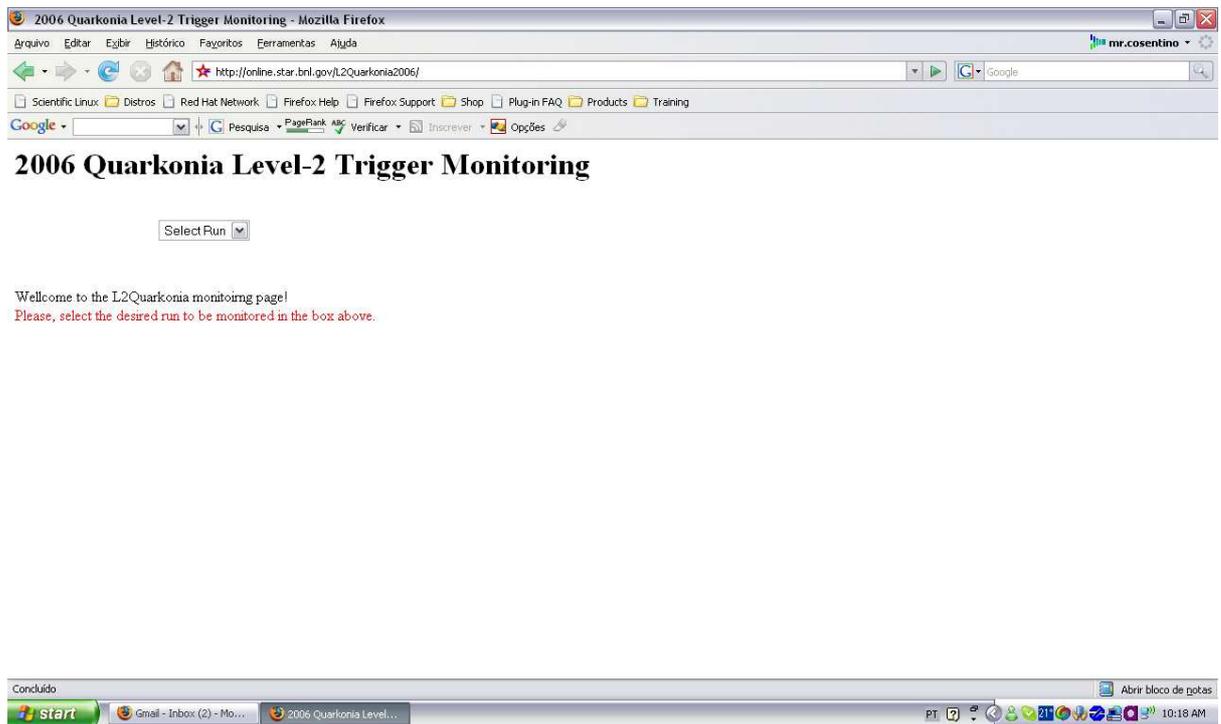
**Figura 2.17:** Performance de gatilho L0 topológico e de simples HT para  $\Upsilon$ . São apresentados, na linha superior, a eficiência, e na linha inferior, o inverso do fator de rejeição. À esquerda em função do ADC e à direita em função da energia transversal. Resultados apresentados em eventos centrais e minimum bias.

consolidavam as informações relevantes dos *runs* ocorridos no intervalo de 30 minutos recém encerrado e adicionava ao banco de dados de uma página de internet de acesso restrito. Assim qualquer um dos colaboradores trabalhando com a aquisição de dados poderia consultar, de qualquer lugar, o andamento do gatilho e propor ações de correção - mesmo a distância - à equipe na sala de controle do experimento.

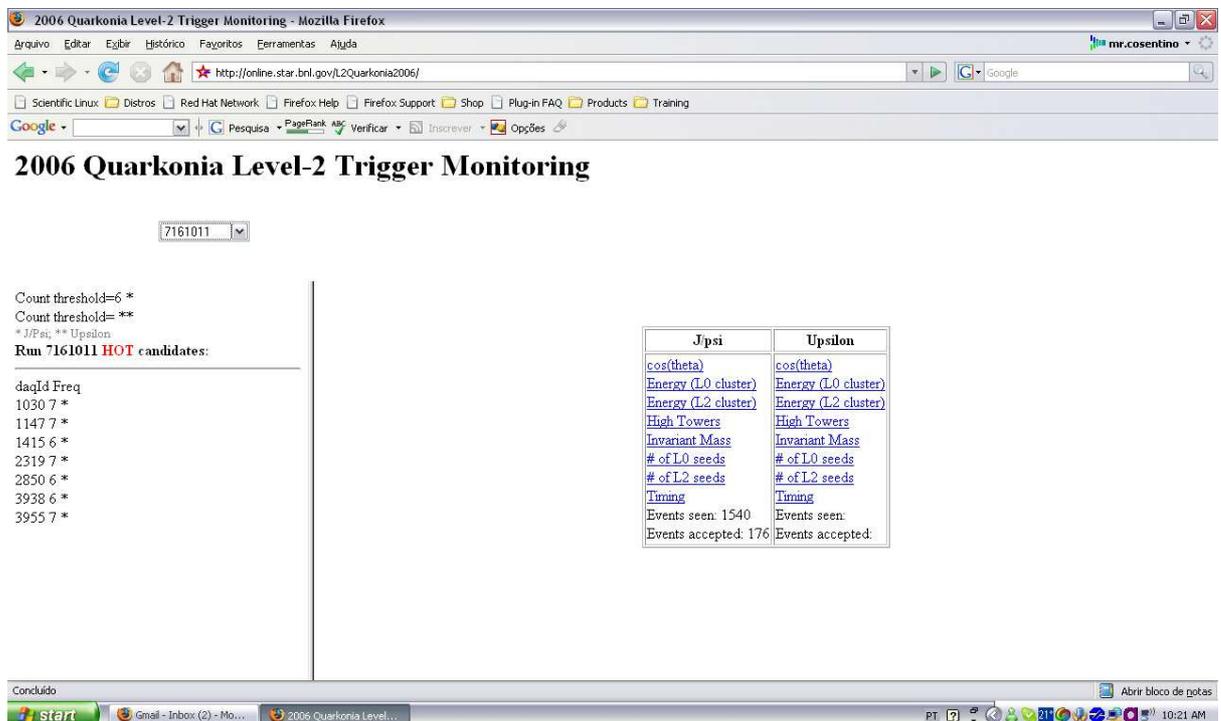
A figura 2.18(a) apresenta a tela inicial do sistema de monitoramento. A caixa de seleção do tipo *drop down* seleciona um *run* do qual se deseja obter as informações. Assim que se faz a escolha a tela se transforma conforme a figura 2.18(b), onde pode-se prontamente ver no lado esquerdo da tela o limite de acionamento considerado inofensivo para uma única torre do BEMC dentro daquele *run* específico e logo abaixo as identidades das torres que ultrapassaram esse limite. A direita encontra-se o painel com *links* para as figuras de QA e no mesmo painel, abaixo dos *links*, os números de eventos “vistos” e os aceitos pelo gatilho. O percentual de eventos aceitos frente ao total de eventos vistos monta a 11%.

As figuras de QA apresentadas pelo sistema de monitoramento são reproduzidas nas figuras de 2.19 a 2.20. Com o auxílio dessas figuras a equipe da sala de controle poderia não apenas identificar eventuais problemas, como também ter imediatamente o diagnóstico. Essas figuras contemplam espectros do cosseno do ângulo formado entre dois *clusters* tendo a posição (0;0;0) como vértice (fig. 2.19), espectros de massa invariante calculados a partir da expressão 2.4 (fig. 2.20), os espectros de contagens de sementes de L0 (2.21) e L2 (2.22), .

O apêndice A contém mais detalhes e technicalidades sobre o sistema de monitoramento.

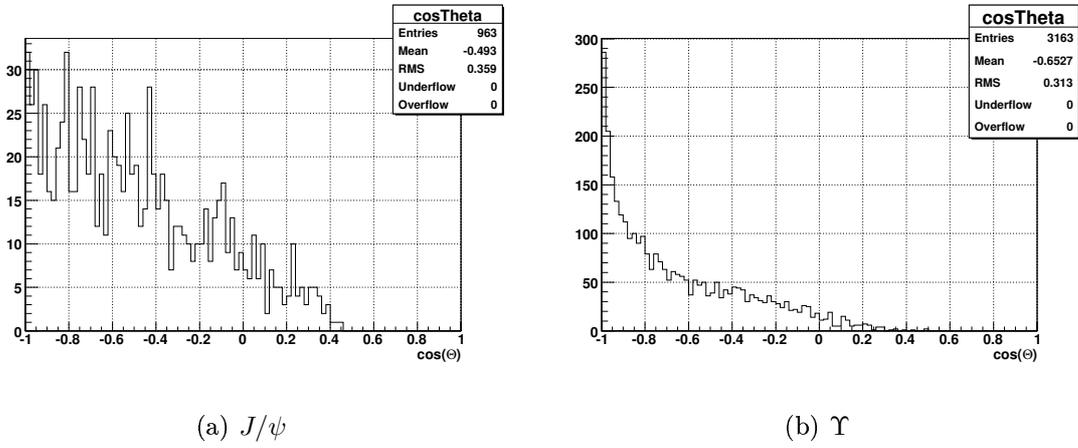


(a) Tela inicial do sistema de monitoramento do gatilho.

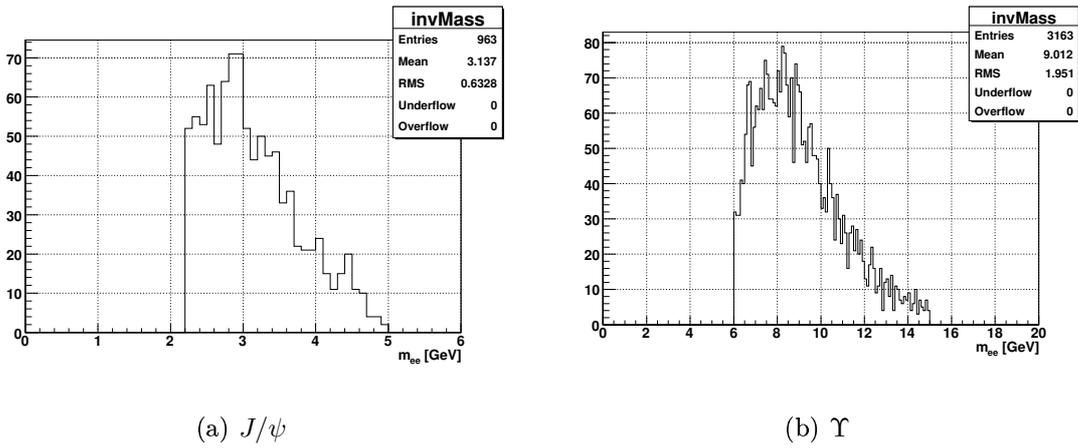


(b) Apresentação dos dados de torres ruidosas e ligações para as figuras de QA do run 7170040.

**Figura 2.18:** O sistema de monitoramento do gatilho de heavy-quarkonia para o ano de 2006.



**Figura 2.19:** Espectro do cosseno do ângulo  $\theta$  formado entre a posição dos clusters e o vértice (0;0;0). De acordo com o algoritmo, o  $\cos\theta$  deveria ser menor que 0,5.



**Figura 2.20:** Espectro de massa invariante calculado a partir da expressão 2.4.

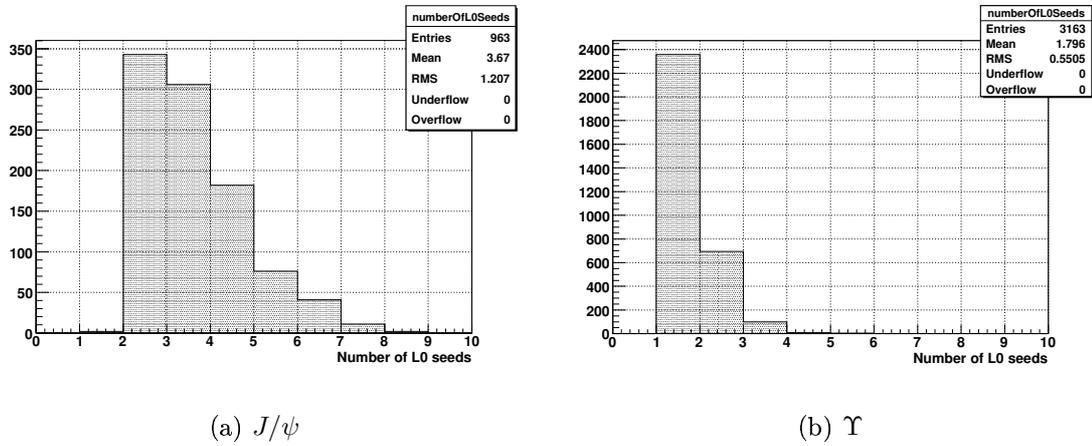


Figura 2.21: Número de sementes de  $L0$ .

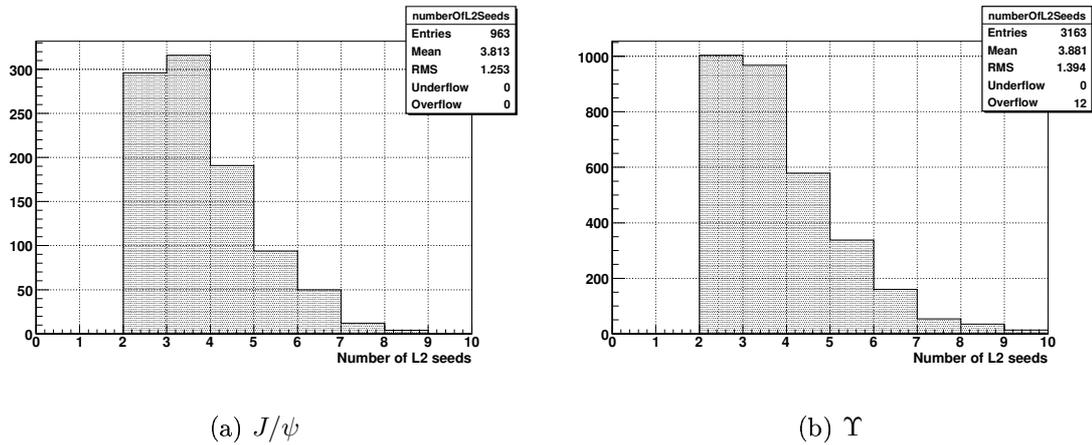


Figura 2.22: Número de sementes de  $L2$ .



## Capítulo 3

# Simulações de Monte Carlo e *Embedding*

A simulação de eventos e das respostas dos detectores é parte importante da análise de dados em Física Nuclear. Ela contribui para a melhor determinação da eficiência dos detectores, bem como da eficiência de técnicas e métodos utilizados nas medidas, trazendo-lhes significado físico e estabelecendo o denominador comum necessário á comparação com a teoria e/ou a fenomenologia adotada para estudar o caso. O método de Monte Carlo (MC) da simulação contém as aleatoriedades inerentes aos processos físicos ao nível sub-atômico e também presentes a quaisquer situações de medidas em física.

A estratégia de simulação comum a quase todos os trabalhos experimentais em Física Nuclear divide-se em basicamente duas etapas, em geral bastante distintas. A primeira delas é a simulação dos eventos com o uso de um programa gerador de eventos de acordo com um modelo ou teoria. Neste caso o gerador de eventos utilizado foi o Pythia 6.205 [70] e gerando os seguintes tipos de eventos

$$p+p \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$$

$$p+p \rightarrow \Upsilon(1S, 2S, 3S) \rightarrow e^+e^-$$

A segunda etapa consiste em simular a interação das partículas a serem detectadas com o material do detector, por um tipo de programa conhecido como “simulador de

transporte”. Esse tipo de programa simula a interação eletromagnética de partículas carregadas e fótons e, em muitos casos, interações hadrônicas (principalmente para hádrons neutros) com os componentes materiais dos detectores, suas interfaces, áreas “mortas”, etc. Alguns deles simulam essas interações até a saída do sinal nos ADCs. O programa usado para esse propósito foi o GEANT3 [71] com configuração geométrica específica para os subsistemas do STAR.

As próximas duas seções detalham um pouco mais os passos dados para efetuar as simulações de Monte Carlo de *heavy-quarkonia* utilizadas neste trabalho.

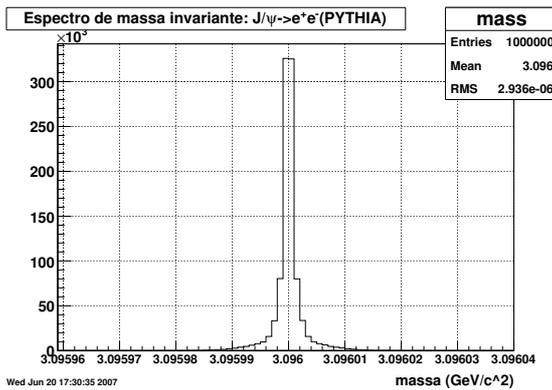
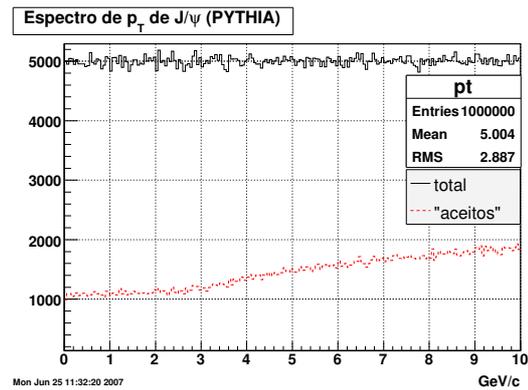
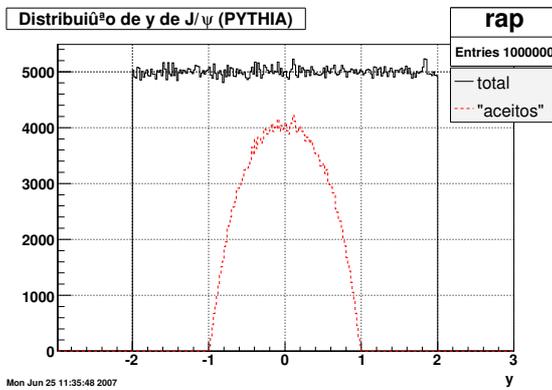
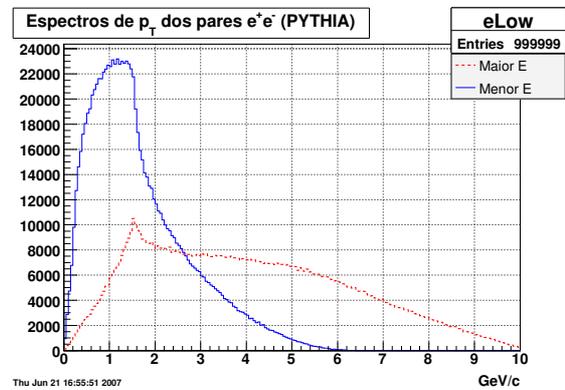
### 3.1 Pythia

O Pythia é um programa criado com o intuito de gerar eventos em física de altas energias, ou seja um conjunto de partículas que emergem da interação entre duas partículas de entrada. O programa tem código baseado em Fortran e possui uma série de funcionalidades e sub-rotinas que permitem selecionar os processos desejados dentre uma série de opções. Permite ainda ajustar parâmetros dentro dos processos selecionados (massa por exemplo). Essas características trazem uma boa flexibilidade ao conjunto de eventos simulados.

As eventos de *heavy-quarkonia* gerados simularam o processo:

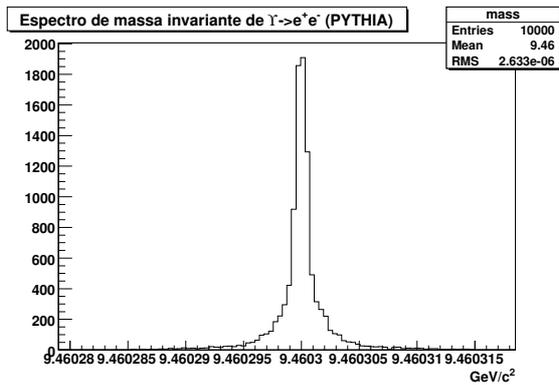
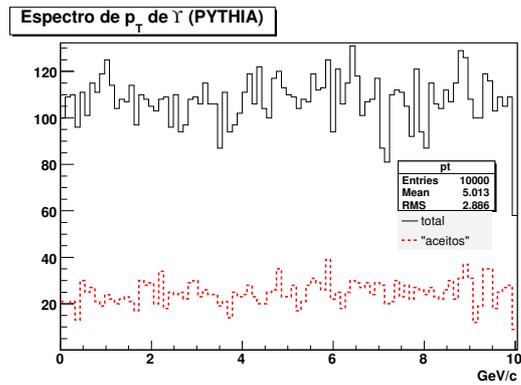
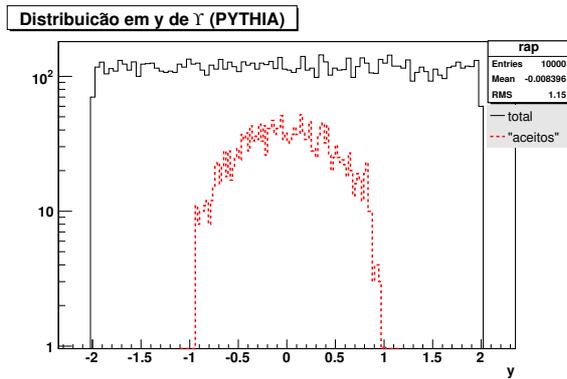
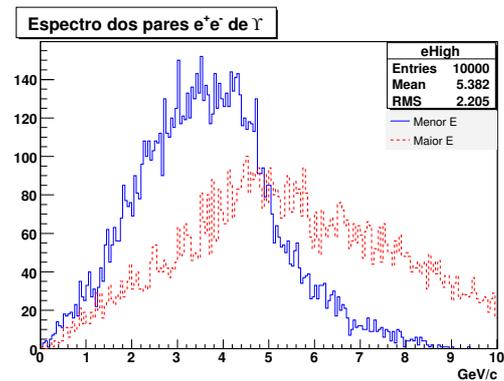
$$H \rightarrow e^+e^- \quad (3.1)$$

O Pythia foi usado com o intuito de gerar apenas a cinemática de decaimento, de forma a dar suporte aos estudos de eficiência. Assim a configuração de espaço de fase escolhida para os *heavy-quarkonia* simulados tem distribuição uniforme em  $0 \leq p_T \leq 5$  GeV/c e em rapidez  $-2 \leq y \leq 2$ . Antes porém alguns exercícios preliminares foram feitos para testar o uso da ferramenta. As figuras 3.1 e 3.2 apresentam os resultados das simulações de  $10^6$  eventos de  $J/\psi$  e  $10^4$  eventos de  $\Upsilon$  conforme os parâmetros definidos. Em 3.1(a)(3.1(a)) o espectro de massa invariante apresenta uma distribuição de Breit-Wigner, bastante estreita em torno do valor de 3,096 (9,460) GeV/c<sup>2</sup>. Nas figuras 3.1(b) (3.2(b))

(a) Pico de  $J/\psi$  simulado com Pythia 6.205(b) Espectro de  $p_T$  para  $J/\psi$ 's gerados com Pythia.(c) Distribuição de  $y$  para  $J/\psi$ 's gerados com Pythia.(d) Espectro de  $p_T$  de  $e^+e^-$  originados de  $J/\psi$ 's simulados com Pythia.**Figura 3.1:** Gráficos de  $J/\psi$  gerados por Pythia 6.205.

e 3.1(c) (3.1(c)) pode-se ver a distribuição uniforme dos espectros de  $p_T$  e  $y$ , conforme a parametrização da simulação.

As linhas pontilhadas rotuladas como “aceitos” refletem os respectivos espectros dos  $J/\psi$  simulados cujos produtos de decaimento tem, ambos, pseudo-rapidez limitadas à região do BEMC ( $|\eta| < 1$ ). Esses espectros de  $J/\psi$  aceitos já dão uma informação preliminar acerca da eficiência geométrica do STAR para as medidas de  $J/\psi$ . A figura 3.1(d) apresenta o espectro de  $p_T$  do par  $e^+e^-$  originados no decaimento dos  $J/\psi$  simulados, sep-

(a) Pico de  $\Upsilon$  simulado com Pythia 6.205(b) Espectro de  $p_T$  para  $\Upsilon$ 's gerados com Pythia.(c) Distribuição de  $y$  para  $\Upsilon$ 's gerados com Pythia.(d) Espectro de  $p_T$  de  $e^+e^-$  originados de  $\Upsilon$ 's simulados com Pythia.Figura 3.2: Gráficos de  $\Upsilon$  gerados por Pythia 6.205.

arados em partícula de maior energia e de menor energia no referencial de laboratório <sup>1</sup>.

Neste trabalho foram gerados 4 conjuntos de dados simulados de *heavy-quarkonia*: 1 conjunto de 20k eventos de  $J/\psi$ , e mais 3 conjuntos de 10k eventos cada, para os estados  $\Upsilon$  1S, 2S e 3S. Esses conjuntos foram depois inseridos na cadeia que simula a passagem dos pares  $e^+e^-$  pelo material do STAR e são “embutidos” numa amostra com dados reais, de acordo com o que será apresentado na próxima seção.

## 3.2 GEANT e *Embedding*

Depois de realizadas as simulações “puras” pelo Pythia, a saída é direcionada ao GEANT3. Adaptado à geometria e às rotinas específicas das bibliotecas de análise do STAR, construiu-se um novo sistema denominado STARSIM [72]. O Starsim incorpora a característica modular do STAR e contempla o fato de que alguns subsistemas foram comissionados aos poucos ao longo do tempo. Assim o Starsim tem uma ampla biblioteca de geometrias que se aplicam a cada ano e/ou *run* específico. Para o período da tomada de dados estudados a geometria utilizada contempla os subsistemas TPC, SVT, SSD, CTB(TOF), FTPC, BBC, ZDC, BEMC (instalação completa). A figura 3.3 apresenta o *display* do Starsim apresentando a configuração de 2006. Essencialmente o Starsim simula a passagem dos produtos dos decaimentos *heavy-quarkonia* pelo material do detector.

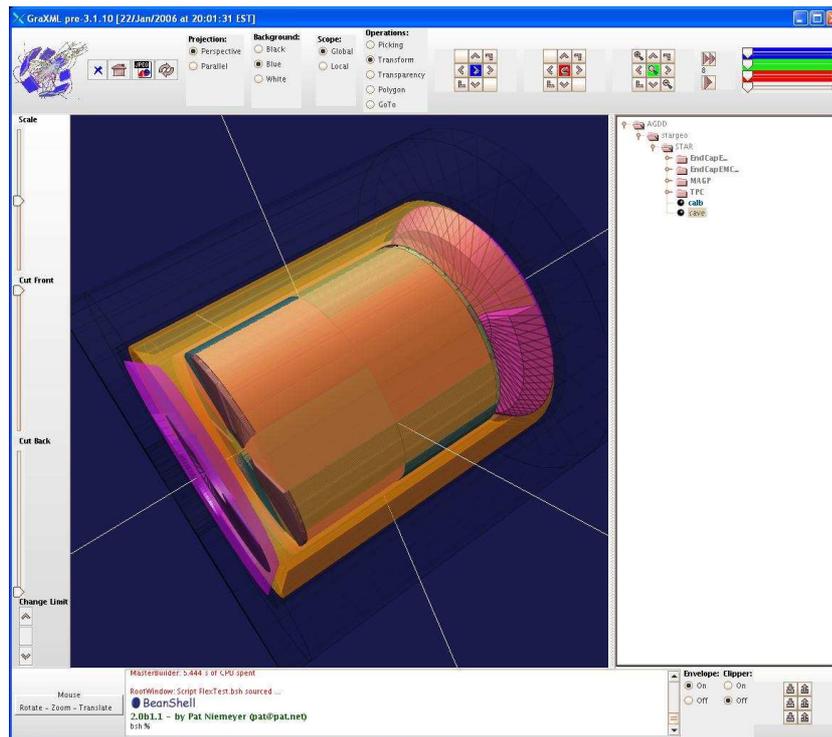
O outro elemento importante nas simulações do STAR é a técnica conhecida como *embedding*. O *embedding* consiste em “embutir” - daí o nome - os dados de eventos simulados em uma amostra de dados de eventos reais.

Primeiramente seleciona-se uma amostra de dados brutos que seja representativa do conjunto de dados de interesse e executa-se, sobre essa amostra, o procedimento padrão de reconstrução dos dados (ver seção 4.2) para se determinar a posição do vértice primário bem como da multiplicidade dos eventos.

Em seguida utiliza-se os procedimentos descritos acima - simulação Pythia + Star-

---

<sup>1</sup>Note que o número de entradas é 1 a menos em relação ao número de eventos simulados. Isso se deve ao fato de que foi sorteado um evento em  $10^6$  em que ambas partículas tinham exatamente a mesma energia.



**Figura 3.3:** Tela do sistema de simulação STARSIM [72].

sim. Os traços deixados pelas partículas carregadas no TPC são simulados começando com a ionização inicial do gás, seguido do transporte e multiplicação dos elétrons pelo campo elétrico de deriva e finalmente a indução do sinal nas placas de leitura e a resposta da eletrônica de leitura. A seguir a simulação leva as partículas através do CTB, cintilando em suas tiras e chegando, finalmente, no BEMC, onde a energia depositada é simulada através da cintilação/absorção nas diferentes camadas das torres, finalizando com simulação da leitura dos sinais pela eletrônica de saída do BEMC. Os eventos artificiais resultantes são do mesmo tipo e formato e contém as mesmas informações que os dados brutos de um evento real gravado pelo DAQ. No passo seguinte esses eventos são embutidos em eventos reais adicionando-se a informação de seus dados brutos. Efeitos de detecção, tais como a saturação de canais de ADC e não uniformidades no campo de deriva são levados em conta. Esses dados brutos misturados são então processados pelo procedimento de reconstrução padrão que transforma os dados brutos em dados de trajetória, momento e  $dE/dx$  no TPC e em energia no BEMC.

Com as simulações e *embedding* realizados é possível então determinar uma série de eficiências fundamentais para análise. O processo de *embedding* guarda a informação que associa as partículas simuladas com suas respectivas trajetórias reconstruídas no novo conjunto de dados. Assim é possível estimar a eficiência de captação de dados pelo DAQ combinado à eficiência de reconstrução de dados reais pelo procedimento de reconstrução. Com os parâmetros que determinaram a geração de eventos pelo Pythia é ainda possível estimar as eficiências geométrica e dos procedimentos de identificação de partículas, estimar também a perda de energia no material do detector<sup>2</sup> - especialmente em se tratando de  $e^+e^-$  - bem como estimar o fundo produzido pela interação secundária do feixe.

No capítulo 5 serão apresentados os dados das simulações e *embedding*, sua comparação com os dados reais obtidos e sua contribuição na análise e cálculos das seções de choque.

---

<sup>2</sup>ver figura 5.9(b)



# Capítulo 4

## Reconstrução e redução de dados

Neste capítulo será apresentada a seqüência de procedimentos de análise que levam os dados desde sua leitura instrumental em canais ADC, passando pela calibração dos principais subsistemas e a reconstrução das trajetórias e vértices no TPC.

### 4.1 Calibração dos detectores

Nesta seção serão apresentadas as descrições dos procedimentos gerais referentes às calibrações dos dois principais subsistemas do STAR utilizados na análise dos dados obtidos nas colisões de  $pp$  para o *run* VI do RHIC, o TPC e o BEMC.

#### 4.1.1 TPC

Os dados do TPC apóiam-se em dois tipos de medidas distintas, a posição no plano  $xy$  dos pontos de ionização gerados pela passagem de partículas carregadas pelo volume do TPC e o tempo de deriva dos elétrons desde o ponto de interação até a região de amplificação das MWPCs. Portanto, a calibração tem como objetivo transformar as informações coletadas pelas placas de leitura na posição geométrica onde ocorreram os pontos de ionização, através das medidas precisas - e corrigidas - da posição  $xy$  e tempo de deriva.

O primeiro ponto a definir é o sistema de coordenadas do TPC. O sistema de coorde-

nadas é formado por um sistema retangular de coordenadas que tem o eixo  $y$  na direção vertical com sentido crescente para cima, o eixo  $x$  tem direção horizontal com sentido orientado para fora<sup>1</sup> do anel do RHIC e o eixo  $z$  com direção coincidente com a linha do feixe e sentido coincidente com o sentido horário<sup>2</sup> do anel do RHIC. A origem do sistema encontra-se no centro do solenóide.

O principal efeito a ser considerado são distorções no campo elétrico de deriva. A maioria das fontes de distorção são de origem estática, como por exemplo o mal funcionamento de um dos anodos em uma das tampas. Uma vez identificadas existem soluções relativamente simples para corrigí-las. Esses casos não serão abordados em maiores detalhes, uma vez que não houve nenhuma ocorrência significativa desse tipo ao longo do *run* VI. No entanto, há outros dois tipos de distorção originárias da acumulação de íons positivamente carregados no volume do TPC [73]. Esses tipos de distorção são consequência do funcionamento padrão do TPC e das condições nas quais os dados são adquiridos.

A primeira dessas distorções, denominada como Carga Espacial (SC na sigla em inglês), é decorrente dos íons originados no processo de ionização do gás pela passagem de partículas carregadas pelo volume do TPC combinado com o fato de que esse íons, por serem pesados, levam muito tempo para se deslocar até o catodo central. Eles levam tipicamente cerca de meio segundo para deixar o volume do TPC e, nesse intervalo, ocorrem centenas de outras colisões  $pp$ , gerando novas ionizações e conseqüentemente o acúmulo de carga ao longo da direção de deriva. Essa distorção possui simetria azimutal, uma vez que as projeções no plano  $xy$  das trajetórias de partículas carregadas distribuem-se de maneira uniforme em  $\phi$ .<sup>3</sup> Devido à proporcionalidade da força de Lorentz em relação a  $\vec{E} \times \vec{B}$ , e essa ser a força que atua sobre os *clusters* de elétrons que derivam em direção às MWPCs, o efeito dessa distorção se dá no plano  $xy$ . O efeito é uma rotação no plano transversal das trajetórias reconstruídas em torno de um ponto médio do caminho percorrido ao longo do TPC, conforme pode ser observado na figura 4.1.

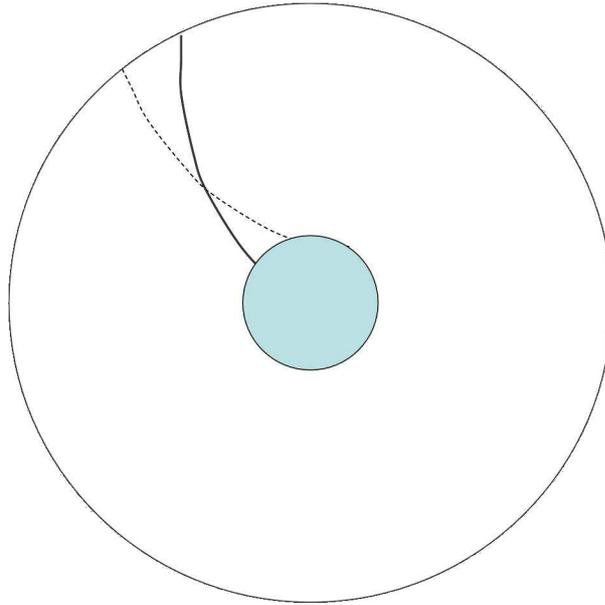
Com o auxílio de simulações é possível modelar as distorções impostas pelas cargas

---

<sup>1</sup>Neste caso, sul, conforme figura 2.1

<sup>2</sup>Na mesma figura da nota anterior, sentido oeste.

<sup>3</sup> $\phi = \text{atan}(\frac{y}{x})$



**Figura 4.1:** *Efeito da distorção causado pela acumulação de íons positivos no volume do TPC na reconstrução das trajetórias. A linha contínua representa a trajetória real e a linha tracejada a trajetória distorcida.*

espaciais. As simulações usando HIJET [74] indicam uma distribuição uniforme de carga ao longo da direção de deriva. Com a distribuição de carga obtida e as condições de contorno do TPC obtém-se, através de cálculos numéricos<sup>4</sup>, o potencial elétrico devido às cargas espaciais. Deste potencial obtém-se então seu respectivo campo elétrico, que é tratado como perturbação ao sobrepô-lo ao campo elétrico de deriva do TPC. As distorções nas posições medidas são então calculadas integrando-se os efeitos desse campo perturbativo ao longo do caminho onde os *clusters* são produzidos até a tampa do TPC, onde os *clusters* são finalmente detectados. A amplitude dessa distorção é proporcional à quantidade de cargas espaciais presentes ( $\rho_{SC}$ ). Na prática, calibra-se a média da densidade de carga sobre o volume do TPC,  $\langle \rho_{SC} / \epsilon_0 \rangle$ . Portanto, basta se conhecer  $\rho_{SC}$  para se obter uma boa aproximação da posição original e sem distorções dos *clusters*. Na ausência de medidas diretas de  $\rho_{SC}$ , uma medida das distorções nas trajetórias - ajustadas a partir de *clusters* distorcidos - deve ser suficiente para se determinar  $\rho_{SC}$  indiretamente. Simulações mostram que para qualquer trajetória de uma partícula originada no vértice

<sup>4</sup>Não é possível obter uma solução analítica para esse potencial.

primário da colisão, a distância de máxima aproximação<sup>5</sup> “sinalizada” (sDCA<sup>6</sup> na sigla em inglês) tem dependência aproximadamente linear a  $\rho_{SC}$ , e portanto é possível obter

$$C_{traj}^{sim} = \frac{\rho_{SC}^{sim}}{sDCA_{traj}^{sim}},$$

onde  $C_{traj}^{sim}$  depende da localização dos pontos na trajetória. Cada trajetória real pode então ser usada para determinar a densidade de carga observada  $\rho_{SC}^{obs}$  [73]:

$$\rho_{SC}^{obs} = C_{traj}^{sim} \cdot sDCA_{traj}^{obs} = \rho_{SC}^{sim} \cdot \left( \frac{sDCA_{traj}^{obs}}{sDCA_{traj}^{sim}} \right)$$

O efeito dessa distorção é tal que os valores de  $sDCA_{traj}^{obs}$  podem ser deslocados em até mais 1 cm em média.

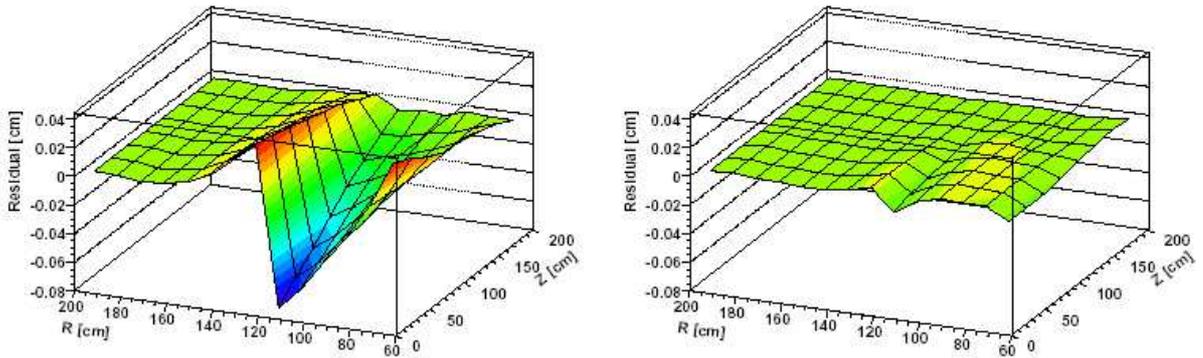
O outro tipo de distorção devido à acumulação de carga por íons positivos é o vazamento de íons em torno da *gate grid*. Isso ocorre pois há ineficiências no bloqueio à passagem dos íons criados nas avalanches ocorridas na região de amplificação. Essa ineficiência é localizada na divisão dos setores de MWPCs e entre subsetores internos e externos. Uma descontinuidade nos resíduos nesta divisão, consistente com essa hipótese é claramente visível na figura 4.2. A separação entre os subsetores permite o escoamento de uma lâmina de íons por ela em direção à membrana central (catodo).

Assim como no caso das cargas espaciais, é possível modelar a distribuição de cargas oriundas desse vazamento, fornecendo um mapa de correções das posições originais do *clusters* que é, novamente, proporcional à densidade de carga de íons vazados ( $\rho_v$ ). As distorções devido ao vazamento afetam as sDCA da mesma maneira que aquelas devido às cargas espaciais. Uma calibração, com o intuito de encontrar a razão  $D$  entre  $\rho_v$  e  $\rho_{SC}$ , de tal forma que remova a descontinuidade nos resíduos das trajetórias e, simultaneamente anule os sDCA de uma amostra de eventos. Assim, a correção total considerando as duas

---

<sup>5</sup>Em relação ao vértice primário.

<sup>6</sup>O sinal é definido pela direção  $z$  do produto vetorial entre o vetor do momento medido a partir da trajetória em seu ponto de máxima aproximação e o vetor que aponta na direção do vértice primário, identificando em que lado do vértice a trajetória reconstruída passa.



**Figura 4.2:** Resíduos das trajetórias em  $R$  e  $Z$  [73], antes e depois das correções das distorções devido ao vazamento de íons. A separação entre os subsetores interno e externo no TPC ocorre em  $R \approx 122$  cm.

fontes de acumulação de íons no volume do TPC fica [73]:

$$(\rho_v^{\text{obs}} + \rho_{\text{SC}}^{\text{obs}}) = (\rho_v^{\text{sim}} + \rho_{\text{SC}}^{\text{sim}}) \cdot \left( \frac{\text{sDCA}_{\text{traj}}^{\text{obs}}}{\text{sDCA}_{\text{traj}}^{\text{sim}}} \right)$$

fazendo  $\rho_v = D \cdot \rho_{\text{SC}}$ .

Uma vez realizadas todas as correções para a determinação das posições iniciais dos *clusters*, é possível então calcular a magnitude da velocidade de deriva dos elétrons no TPC. Para se determinar esse valor toma-se uma amostra de eventos significativa em termos de luminosidade e reconstroem-se suas trajetórias. De maneira independente para as metades leste e oeste, a partir das trajetórias, determina-se a posição do vértice em cada lado. Ajusta-se então a velocidade de deriva de forma que os vértices das duas metades coincidam. Essa técnica tem limitações devido ao fato de que a qualidade do ajuste depende da multiplicidade de eventos e os eventos *pp* tem uma multiplicidade média muito menor que os demais sistemas estudados no STAR. Isso implica principalmente numa resolução mais pobre na posição do vértice primário.

Uma outra maneira alternativa de se medir a velocidade de deriva é através do uso de *lasers*. Em *runs* específicos, um feixe de *laser* é dividido em múltiplos feixes secundários que atravessam o volume do TPC. Estes feixes secundários são refletidos em espelhos formando trajetórias bem definidas no volume do TPC. Os feixes ionizam o gás do TPC de forma a criar *clusters* de elétrons ao longo das trajetórias conhecidas. Sendo a posição

inicial  $z$  dos *clusters* conhecida, é possível determinar sua velocidade de deriva. No período estudado, os *runs* de *laser* eram tomados a cada 2 horas, de forma a contemplar a evolução temporal da luminosidade.

O conhecimento da velocidade de deriva é necessário para se determinar a posição  $z$  de cada ponto de ionização das trajetórias que serão reconstruídas. Isso se dá pelo conhecimento do tempo de deriva dos elétrons na câmara<sup>7</sup>. Mas além das correções das distorções mencionadas anteriormente é preciso também conhecer o parâmetro  $t_0$ , relacionado à velocidade de deriva pela expressão:

$$z(t) = v_d (t - t_0) \quad (4.1)$$

O conhecimento do correto valor de  $t_0$  implica na continuidade das trajetórias que atravessam a membrana central. Uma vez determinada a velocidade de deriva como descrito acima o valor de  $t_0$  pode ser obtido aplicando-se a expressão 4.1 para a posição  $z$  do vértice primário obtido independentemente por cada uma das duas metades do TPC

$$z_w = -v_d (t_w - t_0)$$

para a metade oeste<sup>8</sup> e

$$z_l = v_d (t_l - t_0)$$

para a metade leste. Depois faz-se  $z_w = z_l$  e obtém-se

$$t_0 = \frac{t_w + t_l}{2} \quad (4.2)$$

Assim, com o TPC calibrado é possível fazer a reconstrução das trajetórias das partículas carregadas, conforme veremos mais adiante.

---

<sup>7</sup>Dáí o nome do detector (em português, Câmara de Projeção de Tempo)

<sup>8</sup>O sub-índice “w” foi adotado para não confundir com 0 (zero).

### 4.1.2 BEMC

Sobre a calibração do BEMC esse texto atém-se apenas ao tratamento dado às torres, pois a análise concentra-se unicamente nesta parte do sub-sistema.

A calibração das torres é realizada em dois passos distintos e complementares. A primeira parte consiste em usar MIPs<sup>9</sup> para ajustar o ganho relativo entre torres de um mesmo anel em  $\eta$  e a segunda em estabelecer a escala absoluta ADC-energia através do uso da relação  $p/E$  dos elétrons [75].

O primeiro passo do método é baseado no comportamento do detector à passagem de hádrons carregados. Os sinais deixados pela passagem destas partículas pelas torres do calorímetro varia consideravelmente devido ao fato de que somente parte dessas partículas produzem interações hadrônicas em seu percurso no calorímetro. As partículas que não produzem interação hadrônica, acima de um certo momento ( $\sim 1$  GeV/c), depositam energia nos cintiladores de maneira uniforme e aproximadamente independente do momento incidente. Esse é o comportamento denominado de mínima ionização. Embora o total de energia depositada por essas partículas seja essencialmente independente do momento incidente, ela é fortemente dependente da espessura do cintilador pelas quais passam. Assim, como o BEMC tem uma geometria projetiva em relação ao ponto central do solenóide, nas torres mais afastadas do centro - ou com maiores valores de  $\eta$  - as espessuras de cintilador e chumbo a serem atravessadas são maiores. O pico das MIPs varia de 250 MeV (central) até 350 MeV ( $\eta = \pm 1$ ) e esses valores absolutos foram obtidos de raios cósmicos e testes com feixe [76].

O procedimento utilizando MIPs oferece a vantagem adicional de monitorar a evolução temporal da calibração do detector, bem como monitoramento *on-line* da evolução do ganho nas torres. A figura 4.3 apresenta alguns dos espectros de MIP obtidos durante o *run* VI. É possível notar a variação na posição do pico conforme o aumento de  $\eta$ .

O segundo passo consiste na calibração absoluta do BEMC através do uso da relação  $p_{\text{TPC}}/E_{\text{torre}}$  para elétrons<sup>10</sup> e/ou pósitrons. Espera-se que para essas partículas a energia

<sup>9</sup>Da sigla em inglês para *Minimum Ionizing Particle*.

<sup>10</sup>O método utilizado para selecionar elétrons é discutido na seção 5.1. A diferença aqui é que os cortes são mais restritivos, com exceção do corte em momento, neste caso  $p > 1,5$  GeV/c.

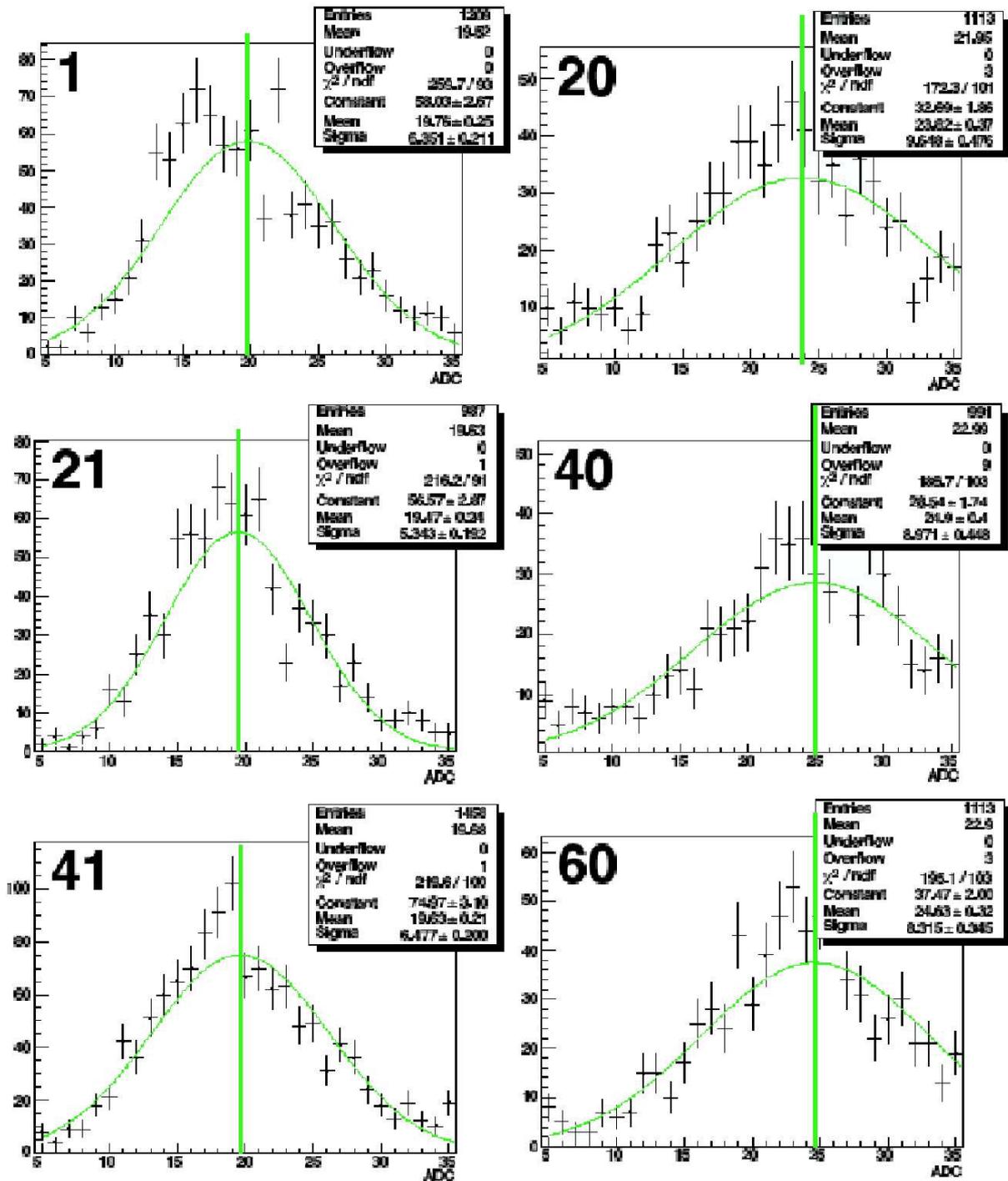


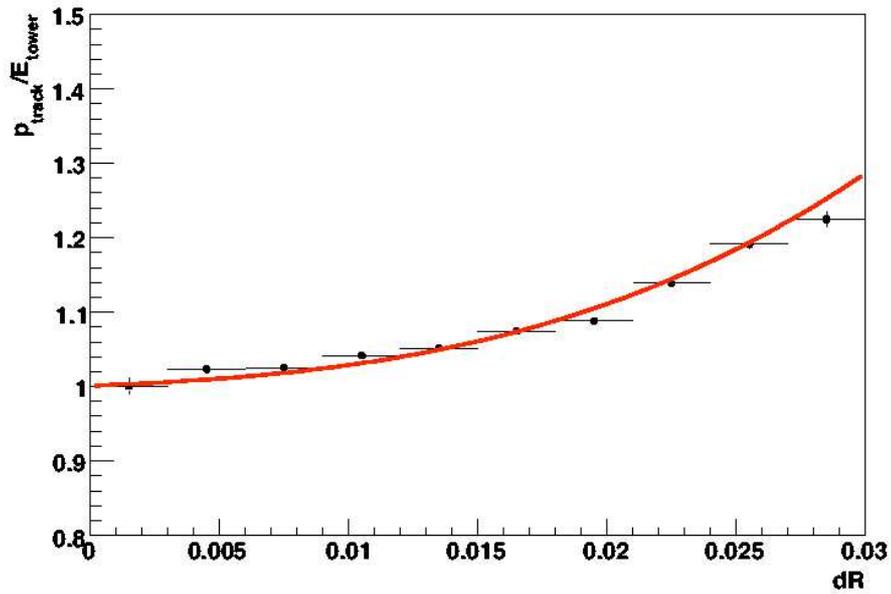
Figura 4.3: Espectro de MIPs nas torres do BEMC. O lado esquerdo são exemplos de torres em  $\eta=0$  e à direita em  $\eta=1$ .

e o momento tenham o mesmo valor devido ao seu estado ultra-relativístico. Como os elétrons devem parar nas torres do BEMC, depositando ali toda sua energia, podemos então dizer que a energia depositada ali deve ser igual à medida de momento da trajetória correspondente pelo TPC. Assim, para efetuar-se a calibração, basta ajustar os sinais em ADC deixado por elétrons em cada uma das torres aos seus respectivos momentos medidos pelo TPC. Um fenômeno a ser considerado por ter impacto sobre a hipótese de que elétrons depositam toda a sua energia em uma torre de BEMC é o vazamento de energia para torres vizinhas. Esse vazamento, se não considerado, traz um deslocamento no valor da calibração absoluta para valores mais baixos de energia. A figura 4.4(a) mostra os valores de  $p_{\text{TPC}}/E_{\text{torre}}$  como função da distância do ponto de incidência da partícula para o centro da torre onde ela incide. A linha vermelha representa uma simulação em GEANT3. A variável do eixo horizontal da figura,  $dR$ , é definida como

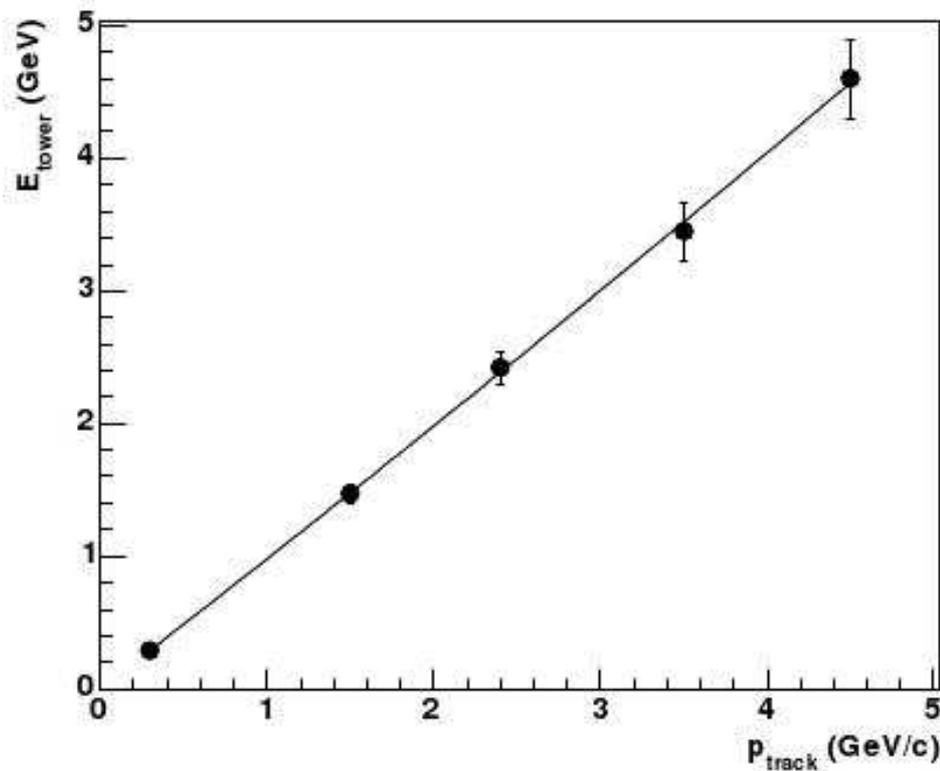
$$dR = \sqrt{d\eta^2 + d\phi^2}$$

onde as variáveis  $d\eta$  e  $d\phi$  são, respectivamente, os valores das componentes  $\eta$  e  $\phi$  da distância do ponto de incidência ao centro da torre. Com base nesses dados impõe-se  $dR < 0.003$  - o que representa  $\sim 1,5$  cm - evitando as distorções oriundas do vazamento de energia para torres vizinhas. Faz-se então a calibração associando o valor de ADC dos elétrons medidos ao seu momento no TPC. A figura 4.4(b) apresenta essa dependência da energia dos elétrons detectados em função do seus respectivos momentos.

Uma vez calibrados os detectores faz-se então a redução e reconstrução de dados, assunto a ser abordado na próxima seção.



(a) Vazamento de energia como função da distância do ponto de incidência do elétron ao centro da torre.



(b) Diagrama de Energia (torre) por momento (TPC) para elétrons usados para calibração [75].

Figura 4.4: Calibração absoluta de energia das torres do BEMC com elétrons.

## 4.2 Reconstrução de trajetórias

A reconstrução de trajetórias é a pré-análise dos dados brutos, decodificando-os em informações sobre a dinâmica das partículas oriundas da colisão, tais como momento,  $dE/dx$ , carga elétrica, geometria, energia, etc. Para o caso das torres do BEMC nada além da calibração é necessário para se reconstruir a informação de energia. Portanto, neste trabalho, o termo reconstrução refere-se especificamente ao TPC.

No TPC a reconstrução começa pela determinação dos pontos de uma trajetória. O primeiro passo é converter as informações de sinal de ADC e posição da placa de leitura e tempo de deriva em um ponto no espaço ( $x$ ,  $y$  e  $z$  respectivamente). Os diferentes setores do TPC, nos quais se encontram as placas de leitura, têm sistemas de coordenadas locais. Esses sistemas obedecem ao critério de adotar a direção  $x$  como sendo a direção paralela à linhas de placas, o eixo  $y$ , a direção perpendicular a essa, e paralela ao plano das placas, e a direção  $z$ , a direção de deriva, paralela à linha do feixe. A determinação das posições nesse sistema dá-se da seguinte forma:

- através do sinal oriundo da ionização lido por placas adjacentes de uma mesma linha determina-se  $x$ ;
- a partir do sinal em placas situadas em linhas adjacentes e com mesmo tempo de deriva determina-se  $y$ ;
- finalmente a posição  $z$  através do tempo de deriva<sup>11</sup>

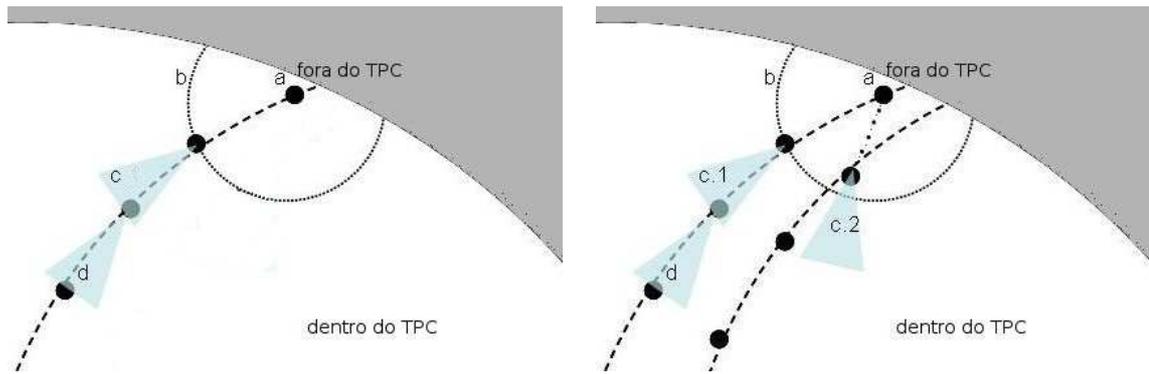
Com isso, portanto, determina-se a posição espacial de um *cluster*. Os sinais de ADC de todas as placas que leram um *cluster* são somados de forma a fornecer a energia total contida nesse *cluster* e é essa a informação usada para determinar o valor de  $dE/dx$  neste ponto. Em eventos com alta multiplicidade podem ocorrer a formação de *clusters* “deformados”, quando há duas trajetórias muito próximas, criando uma sobreposição de *clusters*. Neste caso as distribuições de carga dos *clusters* sobrepostos são resolvidos

---

<sup>11</sup>Posteriormente o programa de reconstrução transforma a posição  $xy$  local para o sistema de coordenadas geral do STAR.

com ajuste gaussiano bidimensional. Esses *clusters* sobrepostos não são incluídos para o cálculo de  $dE/dx$ .

Uma vez determinadas as posições dos pontos de ionização é possível então se fazer a reconstrução das trajetórias. A dificuldade maior dessa tarefa ocorre em colisões AuAu onde o número de partículas carregadas numa única colisão pode chegar a 3000 [77]. O programa utilizado na reconstrução de dados do STAR é uma adaptação do programa desenvolvido para o TPC do experimento ALEPH [78] que contempla modificações que consideram uma densidade de trajetórias elevada. Assim a reconstrução começa “de fora pra dentro”, ou seja, a partir da linha de placas mais externa dos setores externos do TPC, onde a densidade das trajetórias é menor e caminha no sentido inverso àquele percorrido pela partícula que eventualmente passou por essa trilha. Assim, inicia-se o processo identificando-se um ponto (*cluster*) na linha de placas mais externa em um dado setor. Esse ponto mais externo será a semente, a partir da qual se reconstruirá a trajetória. O próximo passo é identificar outros pontos nas redondezas - ou placas de leitura adjacentes - da semente. Ao se identificar esses pontos adicionais, eles são associados, um a um, com a semente. Assim, para cada par de pontos, se faz uma extrapolação linear que considera uma certa tolerância a partir do segundo ponto. Com essa tolerância então a extrapolação linear torna-se um cone projetado a partir do segundo ponto. Neste caso, se o par extrapolado fizer parte da trajetória o cone incluirá o ponto seguinte. Caso contrário o cone cobrirá uma região sem pontos, terminando o processo e abandonando-se este par. A figura 4.5 esquematiza esse procedimento. A cada ponto adicionado à trajetória, faz-se a extrapolação seguinte baseada nos últimos 3 pontos. Uma vez identificados todos os pontos da trajetória é feito sobre eles o ajuste aplicando-se um modelo de hélice. A seguir, os pontos da trajetória identificada são retirados do banco de dados, de forma que esses pontos não sejam reconsiderados em outros ajustes e também para que a densidade de trajetórias a serem reconstruídas diminua. O procedimento então é buscar novas sementes nas linhas mais externas do TPC e refazer o procedimento descrito acima. Assim as trajetórias com sementes mais externas são reconstruídas e retiradas do banco de dados primeiro. Na seqüência, inicia-se a busca por sementes situadas ao longo de



(a) Processo de reconstrução de uma trajetória.

(b) Processo de reconstrução com trajetórias muito próximas.

**Figura 4.5:** Esquema do procedimento de reconstrução de trajetórias no TPC. Os triângulos das sub-figuras representam a projeção dos cones das extrapolações lineares no plano  $xy$ .

linhas um pouco mais próximas do centro (mas a aproximadamente a mesma distância dele) e assim sucessivamente, até que se consiga reconstruir as trajetórias mais internas.

O modelo de hélice aplicado utiliza uma parametrização descrita pelas equações a seguir que definem as coordenadas cartesianas como função do comprimento da trajetória helicoidal  $s$ :

$$x(s) = x_0 + \frac{1}{\kappa} [\cos(\phi_0 + h \cdot s \cdot \kappa \cdot \cos\lambda) - \cos\phi_0] \quad (4.3)$$

$$y(s) = y_0 + \frac{1}{\kappa} [\sin(\phi_0 + h \cdot s \cdot \kappa \cdot \cos\lambda) - \sin\phi_0] \quad (4.4)$$

$$z(s) = z_0 + s \cdot \sin\lambda \quad (4.5)$$

onde  $x_0, y_0, z_0$  correspondem às coordenadas cartesianas e  $\phi_0$  o valor do ângulo azimutal na origem da hélice ( $s=0$ ).  $z$  é o eixo de mesmo nome no sistema de coordenadas do STAR.  $\lambda, h$  e  $\kappa$  são, respectivamente, a profundidade, a orientação e a curvatura<sup>12</sup> da

<sup>12</sup> $\kappa = \frac{1}{R_H}$  onde  $R_H$  é o raio da circunferência descrita pela hélice.

hélice. A figura 4.6 indica esquematicamente a parametrização de uma hélice. A partir destes parâmetros podemos obter o momento da trajetória reconstruída. A seguir estão descritas as expressões que obtêm as componentes do momento a partir dos parâmetros de uma hélice:

$$p_T = \frac{1}{\kappa} |cqB| \quad (4.6)$$

$$p_z = p_T \tan \lambda \quad (4.7)$$

$$p = \sqrt{p_T^2 + p_z^2} \quad (4.8)$$

onde  $\kappa$  está em  $m^{-1}$ ,  $c^{13}$  em  $m/ns$ ,  $q$  a carga da partícula (em unidades da carga do elétron), o campo magnético  $B$  em Tesla e  $p_T$  e  $p_z$ , respectivamente, as componentes transversal e longitudinal do momento em  $GeV/c$ .

No entanto, uma vez que as trajetórias são determinadas, elas passam por um novo processo de ajuste mais fino que o anterior, utilizando o filtro Kalman [79]. Ele é mais realista que o modelo de hélice simples pois considera a energia perdida pela partícula e seus vários espalhamentos sofridos ao longo de sua passagem no gás do TPC. Para estimar essas correções usa-se para todas as partículas a massa do pión pela sua alta abundância relativa (70% a 80% da multiplicidade).

Uma parte importante do processo de reconstrução dos eventos e de suas trajetórias e a reconstrução do vértice primário. Uma vez determinada a posição do vértice primário ele é usado para determinar se as trajetórias são primárias (originadas neste vértice) ou secundárias (originada em outro vértice qualquer, considerado secundário). Além disso, uma vez definida uma trajetória como sendo primária, o vértice primário é adicionado como o primeiro ponto desta trajetória e a hélice é reajustada sobre o novo conjunto de pontos que incluem o vértice primário. Os demais vértices considerados secundários são essencialmente os pontos onde ocorrem decaimentos de partículas e interação de partículas

---

<sup>13</sup>Velocidade da luz no vácuo

com o material do detector.

A determinação da posição do vértice primário se dá extrapolando cada uma das trajetórias a um ponto de referência próprio, onde ocorre a distância de máxima aproximação DCA (na sigla em inglês) da trajetória à linha do feixe. Considera-se então apenas aquelas trajetórias com DCA no plano  $xy$  menor que 0,5 cm e destas trajetórias apenas, toma-se o valor da coordenada  $z$  no ponto de DCA. Com o eixo  $z$  dividido em canais de 0,5 cm, toma-se então o canal que obtiver o maior número de contagens (trajetórias) como referência para se determinar a posição do vértice primário.

Uma vez encontrado o canal em  $z$  que contém o maior número de DCAs de trajetórias, se faz então o cálculo da posição através de mínimos quadrados. O cálculo é realizado minimizando-se a expressão

$$\chi^2 = \sum_i DCA_i^2 \quad (4.9)$$

onde o índice  $i$  percorre todas as  $N$  trajetórias contidas no canal de  $z$  selecionado. Esse método tem seu melhor desempenho em eventos com multiplicidade relativamente elevada ( $>20$ ) e acurácia de  $\sim 150 \mu\text{m}$  nas duas direções transversais para esses eventos. No caso de colisões  $pp$  a situação é um tanto mais complicada pois a grande maioria dos eventos tem multiplicidade menor ou igual a 20, acarretando uma acurácia mais pobre na posição do vértice primário e uma eficiência na determinação do vértice primário relativamente baixa,  $\sim 60\%$  em *minimum bias*<sup>14</sup>.

Uma vez determinada a posição do vértice primário, essa posição é então incluída nos conjuntos de pontos que compõem cada uma das trajetórias primárias, e os seus ajustes são refeitos. Isso contribui para melhorar a acurácia do momento da partícula no ponto de interação.

---

<sup>14</sup>Nas amostras submetidas aos gatilhos de *heavy-quarkonia* a eficiência é próxima de 100%, pois esse eventos em geral tem multiplicidades mais altas.

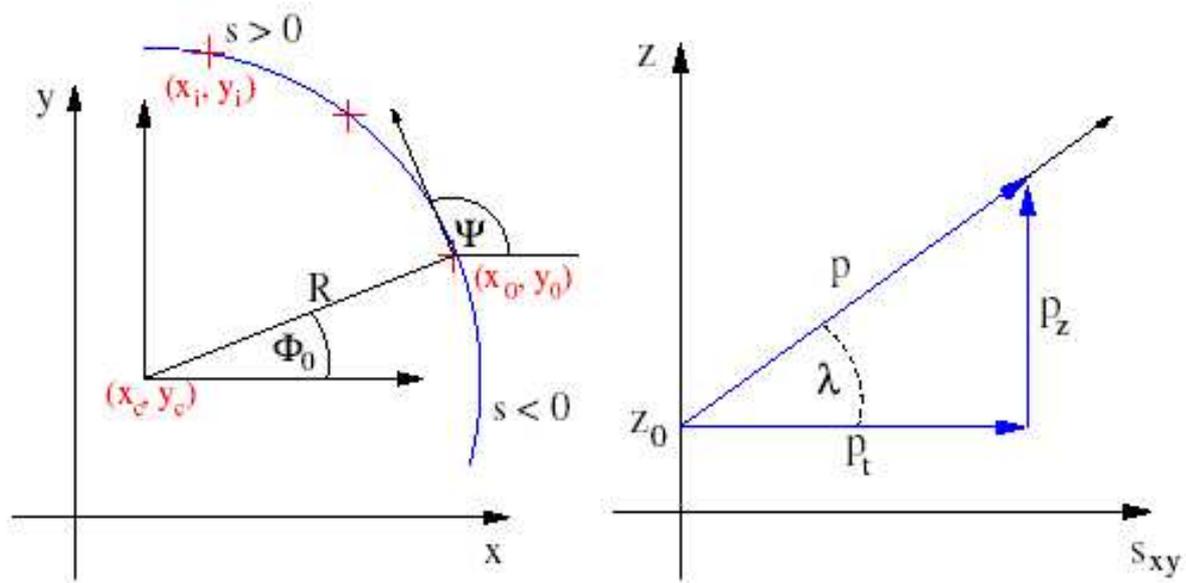


Figura 4.6: Esquema de parametrização do modelo de hélice.[80]

# Capítulo 5

## Análise de dados e resultados

Neste capítulo, os dados já reconstruídos e reduzidos, conforme descrição no capítulo anterior, serão agora analisados com o intuito de identificar os pares  $e^+e^-$  provenientes dos decaimentos de *heavy-quarkonium*, conjuntamente com suas distribuições de momento transversal e rapidez, quando possível. Comparações com previsões teóricas e com alguns outros experimentos são também apresentadas.

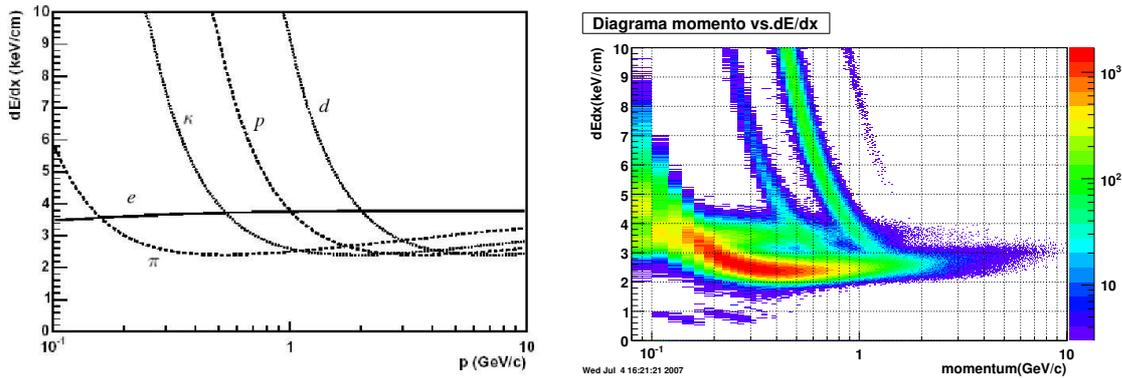
### 5.1 Identificação de elétrons

Um vez que os dados foram tratados pelo procedimento de reconstrução chega a hora de identificação dos elétrons<sup>1</sup>. Um procedimento de identificação eficiente e puro é fundamental para se alcançar os objetivos deste trabalho, uma vez que a assinatura experimental procurada é  $Q\bar{Q} \rightarrow e^+e^-$ .

A identificação começa com a análise dos dados do TPC. A figura 5.1 apresenta um diagrama de  $dE/dx$  em função do momento, obtido através do TPC. Através dele pode-se perceber que o grande desafio na identificação dos elétrons será a discriminação em relação aos hádrons, principalmente píons, devido a abundância relativa destes ser muito maior que a dos elétrons. A forma de se usar as informações do TPC para uma primeira separação é escolher apropriadamente uma região desse diagrama em que é possível se

---

<sup>1</sup>Por simplicidade, o termo elétrons também refere-se a pósitrons.



(a) Valores teóricos de  $dE/dx$  como função do momento para as partículas. A linha aproximadamente horizontal refere-se aos elétrons, enquanto as demais, a partir da esquerda, representam  $\pi$ ,  $\kappa$ , prótons e deuteronos. (Adaptada de [45])

(b) Diagrama de momento e  $dE/dx$  obtido dos dados do TPC em colisões  $p + p$  a  $\sqrt{s}=200$  GeV. Nota-se as distribuições das partículas em torno das linhas teóricas apresentadas no painel à esquerda.

**Figura 5.1:** Diagramas de momento e  $dE/dx$ .

obter uma amostra de dados rica em elétrons.

Antes de simplesmente selecionar-se a região de interesse, é preciso garantir que as informações de momento e  $dE/dx$  sejam suficientemente confiáveis. Para isso analisam-se apenas as partículas cujas trajetórias contenham ao menos 20 pontos de ajuste para o cálculo de momento e pelo menos 15 pontos de ajuste para o cálculo de  $dE/dx$ . A figura 5.2 mostra a distribuição do número de pontos de ajuste das trajetórias no TPC. Trajetórias com poucos pontos correspondem a trajetórias curtas, provenientes de decaimentos secundários no interior do TPC ou aquelas que atingiram uma região morta do detector. Este corte remove essas trajetórias da análise. Além dos cortes iniciais - que visam garantir trajetórias com um mínimo de qualidade - faz-se um corte cinemático impondo que as trajetórias que serão analisadas tenham  $p > 1$  GeV/c. Esse corte tem o objetivo de diminuir a contaminação hadrônica da amostra. Com isso garantido, inicia-se então a seleção da região desejada no diagrama da figura 5.1.

O procedimento consiste em escolher as partículas que tem  $dE/dx$  dentro de limites estabelecidos aproximadamente entre 3 keV/cm e 5 keV/cm. Esses limites variam um

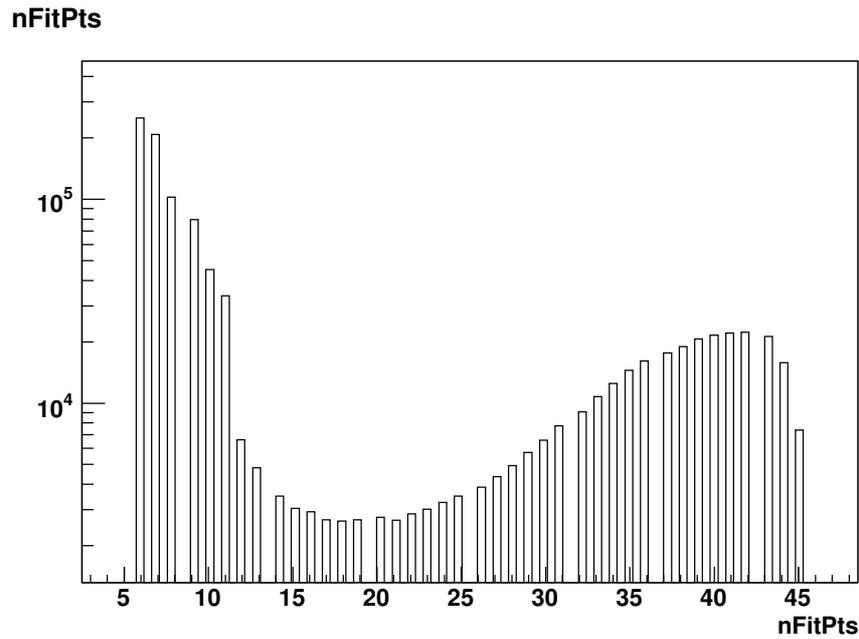
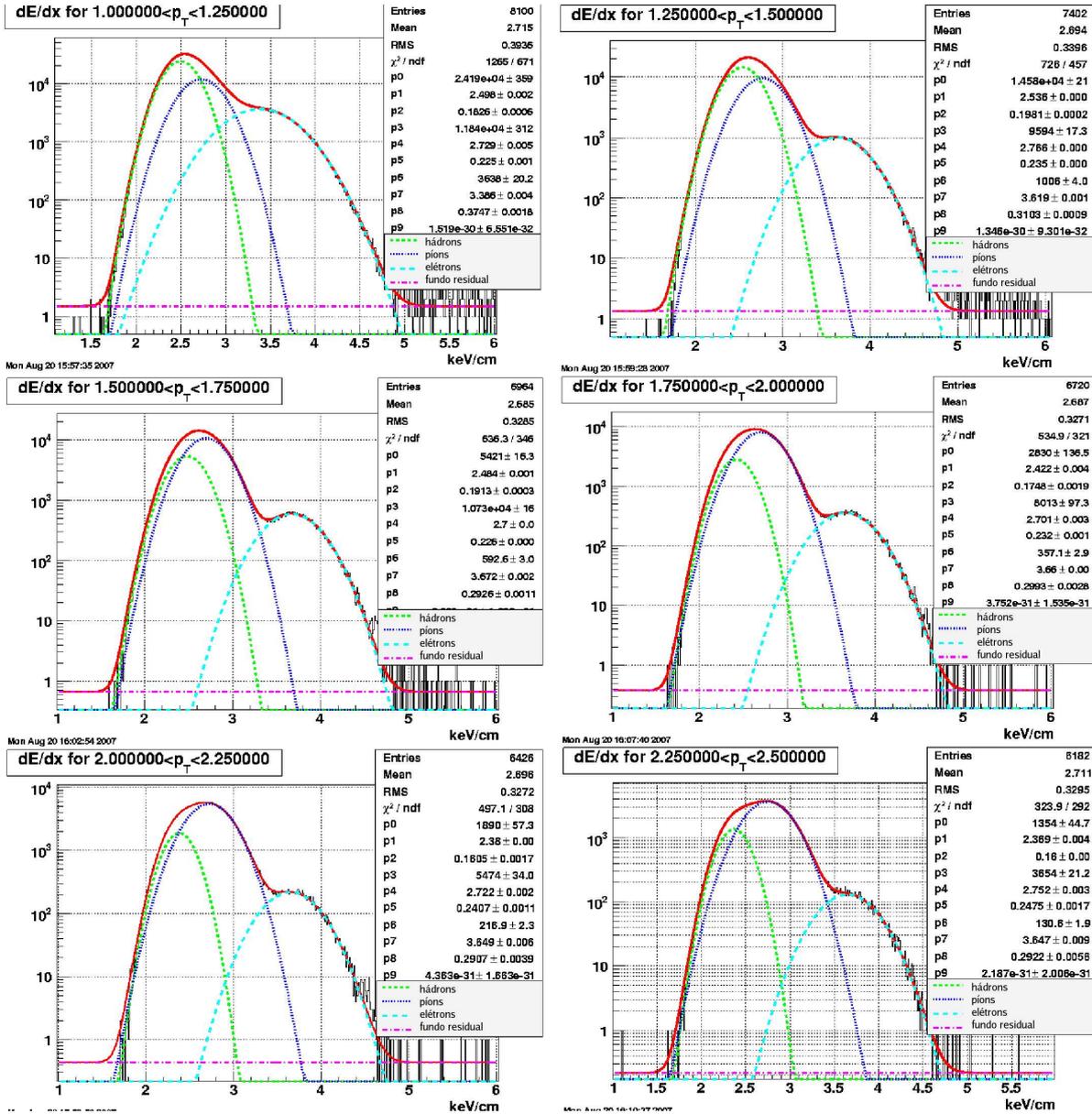


Figura 5.2: Distribuição do número de pontos de ajuste das trajetórias.

pouco, de acordo com a calibração do TPC, do tipo de sistema estudado e da região de momento. As figuras 5.3 e 5.4 mostram alguns perfis em  $dE/dx$  nas regiões de momento transversal  $1,0 < p_T < 2,5$  GeV/c (dados de  $J/\psi$ ) e  $3,5 < p_T < 6,0$  GeV/c ( $\Upsilon$ ). Ajustadas aos dados encontram-se funções de múltiplas gaussianas. Esses ajustes são compostos de 3 gaussianas que correspondem, da esquerda para direita respectivamente, a hádrons (káons e prótons), píons e elétrons, mais um fundo residual. Destas figuras é possível concluir que o fundo hadrônico é pelo menos uma ordem de grandeza maior que a quantidade de elétrons produzida nas colisões, bem como percebe-se que há uma grande intersecção entre as regiões de  $dE/dx$  ocupadas pelo fundo hadrônico e pelos elétrons. No entanto, há uma região ampla onde uma proporção significativa dos elétrons podem ser selecionados com pouca ou nenhuma contaminação pelo fundo de hádrons<sup>2</sup>. É importante notar também que, para regiões de momento mais elevado, a sobreposição das gaussianas tende a aumentar e com isso a contaminação torna-se um problema mais relevante.

Uma maneira alternativa, embora semelhante, para fazer a pré-seleção de elétrons com os dados do TPC é o uso da função Bichsel [81]. Essa função é uma Bethe-Bloch[64]

<sup>2</sup>Em geral para  $dE/dx > 3 - 3,5$  keV/cm.



**Figura 5.3:** Distribuição de  $dE/dx$  para os dados de  $J/\psi$  na região  $1,0 < p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$ . As múltiplas gaussianas ajustadas referem-se a píons (central), demais hádrons (mais à esquerda, essencialmente káons e prótons) e, finalmente, elétrons (direita).

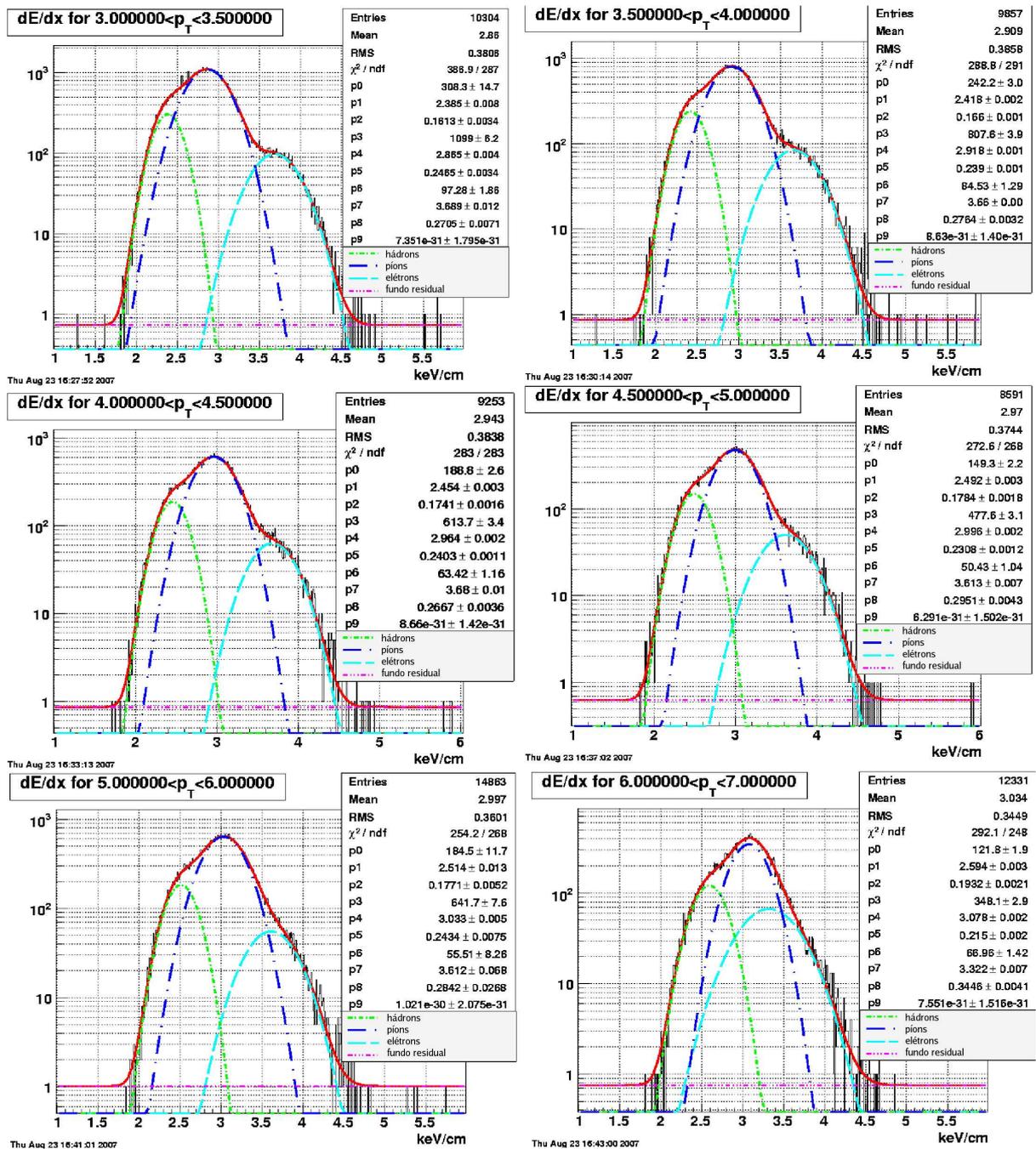


Figura 5.4: Distribuição de  $dE/dx$  para os dados de  $\Upsilon$  na região  $3,5 < p_T < 6,0$  GeV/c. As múltiplas gaussianas ajustadas referem-se a píons (central), demais hádrons (mais à esquerda, essencialmente káons e prótons) e, finalmente, elétrons (direita).

modificada e descreve a perda de energia pela passagem das partículas carregadas pelo TPC como função de seu momento e de sua massa. Ela calcula uma distribuição com valor médio e largura (ou desvio-padrão  $\sigma$ ) para cada momento de uma determinada partícula. A largura é obtida através de uma parametrização para a resolução de  $dE/dx$  do TPC, considerando o número de pontos utilizados no cálculo de seu valor médio. A figura 5.1(a) é construída com base nos valores médios da função de Bichsel. Assim, pode-se tomar o valor de  $dE/dx$  de uma trajetória como sendo um valor em número de desvios padrão - ou  $n\sigma$  - em relação ao valor médio de Bichsel para uma partícula de interesse. Como exemplo podemos imaginar uma determinada trajetória que tenha seu valor de  $dE/dx$  a 3 desvios padrão do valor médio de Bichsel de um próton ( $n\sigma_p=3$ ) e apenas 1 desvio padrão do respectivo valor médio de um elétron ( $n\sigma_e=1$ ). Nessa situação é razoável supor que, entre um próton e um elétron, a trajetória hipotética possua maior probabilidade de ser um elétron.

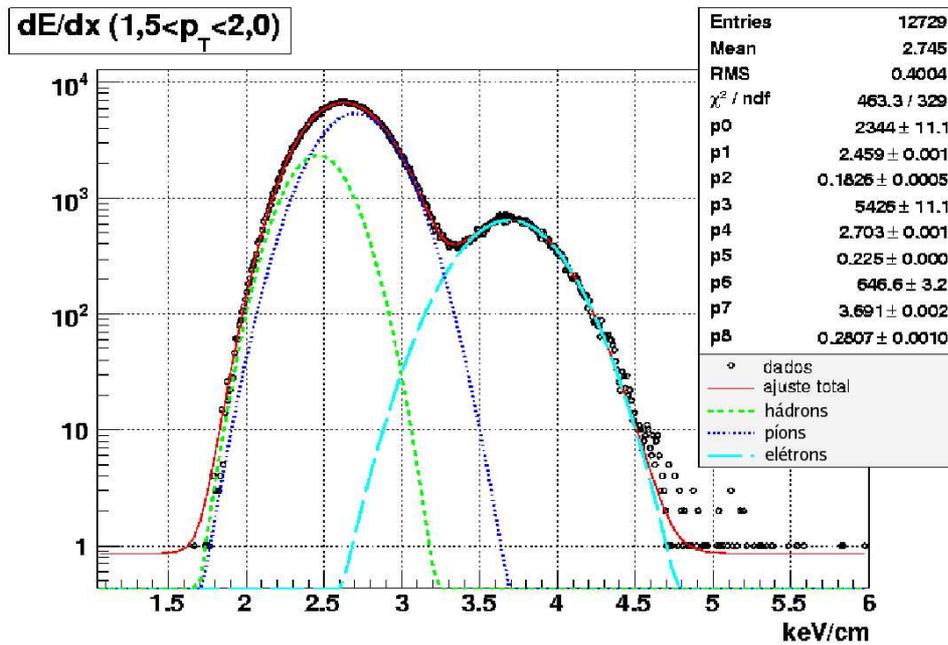
Assim, o método de pré-seleção de elétrons é impor às trajetórias que seus valores de  $dE/dx$  situem-se próximos ao valor médio de Bichsel para elétrons. Isso pode ser obtido requerendo  $|n\sigma_e|$  menor que um certo valor de corte e que os respectivos valores de  $|n\sigma_\pi|$ ,  $|n\sigma_\kappa|$  e  $|n\sigma_p|$  fiquem acima de um certo limite<sup>3</sup>. A vantagem principal desse método é que a seleção da região de elétrons é dinâmica, ajustando-se automaticamente com o momento e qualidade da trajetória, enquanto que no outro método os limites são fixos e não variam com o momento. A desvantagem é que, como a região de exclusão dos hádrons é fixa (os valores de  $|n\sigma|$  não mudam), a eficiência tende a cair com o aumento do momento, quando os valores de  $dE/dx$  dos hádrons aproximam-se dos valores para elétrons.

Neste trabalho foram usados os dois métodos de seleção para  $dE/dx$  e uma comparação entre eles será feita adiante.

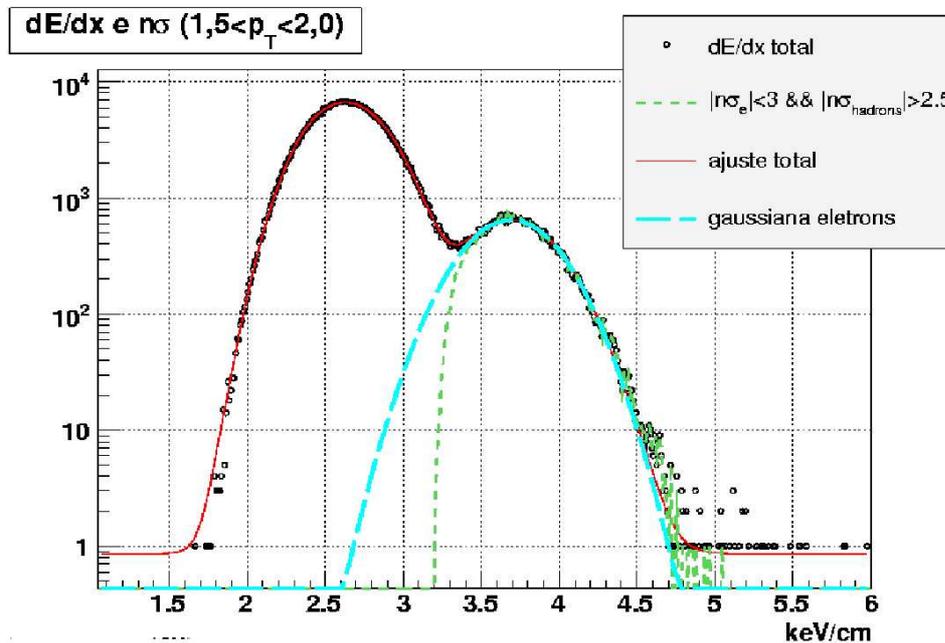
Uma vez pré-selecionados os “candidatos a elétrons” pelo TPC, parte-se então para uso do BEMC no refinamento da identificação dos mesmos dentro da amostra de “candidatos”. O procedimento, nesse caso, consiste em construir um espectro da razão do momento da

---

<sup>3</sup>A distribuição de múons é quase idêntica à de píons, por isso não é tratada explicitamente.



(a) Distribuição de  $dE/dx$  típica, com os ajustes gaussianos evidenciando as contribuições parciais de cada tipo de partícula.



(b) Distribuição de  $dE/dx$  com aplicação de cortes  $n\sigma$ . A linha com tracejado menor indica a distribuição de partículas que passaram pelo corte, e com tracejado maior a distribuição total de elétrons.

**Figura 5.5:** Distribuição de  $dE/dx$  total e  $n\sigma$  (Bichsel) para os dados de  $J/\psi$  na região  $1,5 < p_T < 2,0 \text{ GeV}/c$ . O painel de cima reproduz a distribuição típica da figura 5.3 e o painel de baixo mostra a mesma distribuição conjuntamente com a seleção obtida aplicando-se cortes de  $n\sigma$ . O painel de baixo suprime as gaussianas hadrônicas para efeito de clareza.

partícula, medido pelo TPC, pela energia depositada no BEMC por essa mesma partícula ( $p/E$ ). Para se conseguir isso é necessário extrapolar a trajetória da partícula até o raio interno do BEMC identificando, assim, a torre atingida pela partícula considerada. Eventualmente a trajetória pode incidir sobre uma torre “mascarada” (com defeito), sobre a região limítrofe entre duas ou mais torres, ter pseudo-rapidez maior que 1 em módulo ou ainda não ter momento suficiente para que sua curvatura permita atingir o BEMC. Nestes casos, perde-se a informação como sendo uma ineficiência de detecção.<sup>4</sup> Portanto, o espectro de  $p/E$  será composto por aquelas partículas que satisfizerem a seleção em  $dE/dx$  e conseguiram incidir sobre a parte ativa do BEMC.

Depois de construído o espectro de  $p/E$ , selecionam-se aqueles candidatos que ocupem a região de  $p/E \sim 1$ . Essa escolha se deve ao fato de que elétrons depositam toda a sua energia ao incidirem sobre as torres do BEMC, diferentemente dos hádrons, que, via de regra, depositam apenas uma fração de sua energia total no BEMC. Assim, espera-se que os elétrons deixem um pico bastante pronunciado centrado em  $p/E \cong 1$  e com uma dispersão que reflete efeitos de calibração da torre e da incerteza na medida de energia do BEMC, bem como a incerteza na medida de momento pelo TPC. A figura 5.6 apresenta o espectro de  $p/E$  dos candidatos a elétron com seu respectivo fundo hadrônico. Este fundo hadrônico é obtido através da seleção de uma região em  $dE/dx$  onde é desprezível a contagem de elétrons, entre 2,0 e 2,3 keV/cm. Esse espectro hadrônico contém muito mais contagens do que a amostra de candidatos a elétron selecionada e portanto deve ser normalizada. A normalização foi realizada fazendo-se a relação do número de contagens de ambos espectros, na região  $4 < p/E < 5$   $c^{-1}$  como sendo igual a 1. O pico no espectro dos candidatos a elétron não é centrado em 1 devido ao vazamento de energia para torres adjacentes, fazendo com que a energia computada seja artificialmente um pouco menor do que a energia total que a partícula deposita no BEMC e fazendo a relação  $p/E$  ser ligeiramente maior em alguns casos. Uma forma de se compensar essa perda de energia é a formação *clusters* com 9 torres, a torre de incidência mais as 8 torres adjacentes. A outra maneira, mais simples, é considerar o fato de que o desvio do centróide do pico

---

<sup>4</sup>Ver seção sobre eficiência.

em relação a 1 é suficientemente menor que a dispersão do pico e portanto a largura da região de  $p/E$  especificada para aceitar-se os elétrons incorpora esse pequeno desvio.

Para melhorar a discriminação de hádrons nas regiões de momento mais elevado é possível adotar o uso do SMD<sup>5</sup>, pois o chuveiro eletromagnético de hádrons distingue-se significativamente dos chuveiros de elétrons. Mas essa análise não adota o uso do subsistema SMD pois este gera uma diminuição muito acentuada na eficiência de elétrons, atenuando quadraticamente os sinais de  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , que já são, por sua natureza, muito pequenos. Portanto a adoção de SMD inviabilizaria essa análise.

Assim, uma vez selecionadas por  $dE/dx$  e  $p/E$  as partículas são consideradas elétrons. Neste trabalho foram utilizados vários conjuntos de cortes na identificação de elétrons, conforme a tabela 5.1. O impacto das diferentes escolhas dentro desse conjunto serão discutidos mais adiante.

Contudo o processo de seleção contém limitações, e portanto é preciso determinar a pureza de amostra selecionada, bem como a eficiência na identificação de elétrons.

A eficiência do método pode ser determinado a partir da expressão:

$$\mathcal{E}_{\text{PID}} = \frac{\Sigma N_e}{\int G_e} \quad (5.1)$$

onde  $\Sigma N_e$  é o total de elétrons identificados e  $G_e$  é a gaussiana ajustada ao pico de elétrons conforme ilustram as figuras 5.3 e 5.4. A eficiência total, considerando os cortes de  $dE/dx$  e  $p/E$  é apresentada na figura 5.7 em função do momento transversal do elétron<sup>6</sup>. O corte abrupto na eficiência em  $p \sim 1,5$  GeV/c é devido à superposição de todas as faixas de  $dE/dx$ , conforme a figura 5.1(b) indica. A diminuição monotônica para altos momentos é devido a lenta mistura entre as faixas de hádrons e elétrons.

Além do cálculo da eficiência do método é importante ter uma estimativa da contaminação por hádrons da amostra obtida. Esse cálculo é efetuado a partir da seguinte

---

<sup>5</sup> *Shower Maximum Detector* abordado na seção 2.2.2.

<sup>6</sup> Note que esta eficiência não inclui a componente do programa de reconstrução de trajetórias. Somente aquelas relativas à identificação de elétrons, dentro da configuração de n°19.

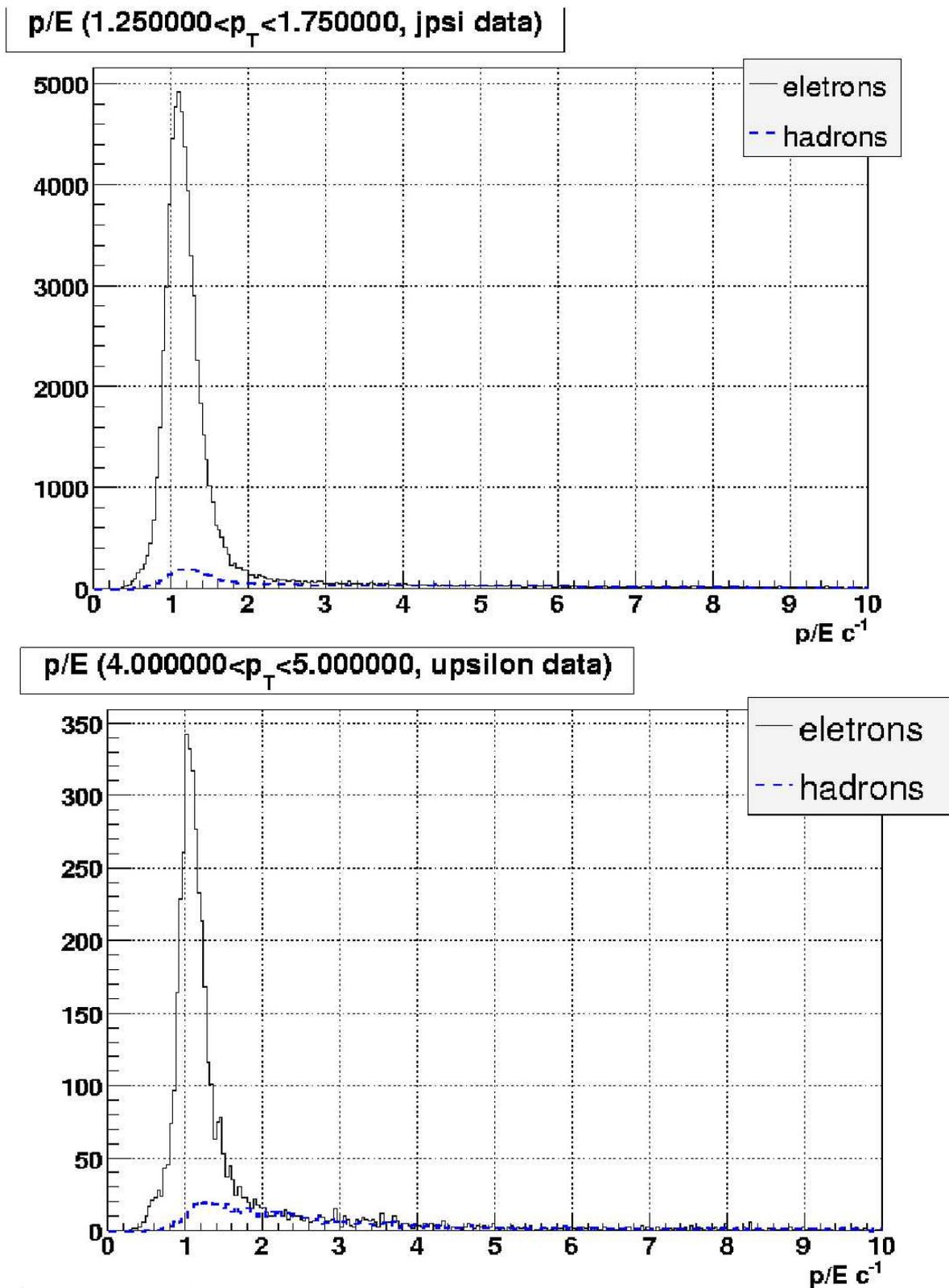


Figura 5.6: Espectros de  $p/E$ . O painel acima apresenta o espectro de  $p/E$  para os dados de  $J/\psi$  e o de baixo para os dados de  $\Upsilon$ . Ambos representam a região de momento transversal de maior interesse em cada caso. É visível um pico muito pronunciado centrado em  $p/E \sim 1$ . O pequeno desvio à direita na posição dos picos reflete o vazamento de energia para torres vizinhas.

Configuração	$dE/dx$ (keV/cm)	$ n\sigma_e $	$ n\sigma_{had} $	$p/E$ $c^{-1}$
0	3,0 - 4,6	-	-	0,00 - 2,00
1	3,0 - 4,6	-	-	0,25 - 1,75
2	3,0 - 4,6	-	-	0,50 - 1,50
3	3,3 - 4,6	-	-	0,00 - 2,00
4	3,3 - 4,6	-	-	0,25 - 1,75
5	3,3 - 4,6	-	-	0,50 - 1,50
6	3,5 - 4,6	-	-	0,00 - 2,00
7	3,5 - 4,6	-	-	0,25 - 1,75
8	3,5 - 4,6	-	-	0,50 - 1,50
9	-	$< 3,0$	$> 1,8$	-
10	-	$< 3,0$	$> 2,0$	-
11	-	$< 3,0$	$> 2,5$	-
12	-	$< 3,0$	$> 1,8$	0,00 - 2,00
13	-	$< 3,0$	$> 1,8$	0,25 - 1,75
14	-	$< 3,0$	$> 1,8$	0,50 - 1,50
15	-	$< 3,0$	$> 2,0$	0,00 - 2,00
16	-	$< 3,0$	$> 2,0$	0,25 - 1,75
17	-	$< 3,0$	$> 2,0$	0,50 - 1,50
18	-	$< 3,0$	$> 2,5$	0,00 - 2,00
19	-	$< 3,0$	$> 2,5$	0,25 - 1,75
20	-	$< 3,0$	$> 2,5$	0,50 - 1,50

**Tabela 5.1:** Configurações testadas para a identificação de elétrons.

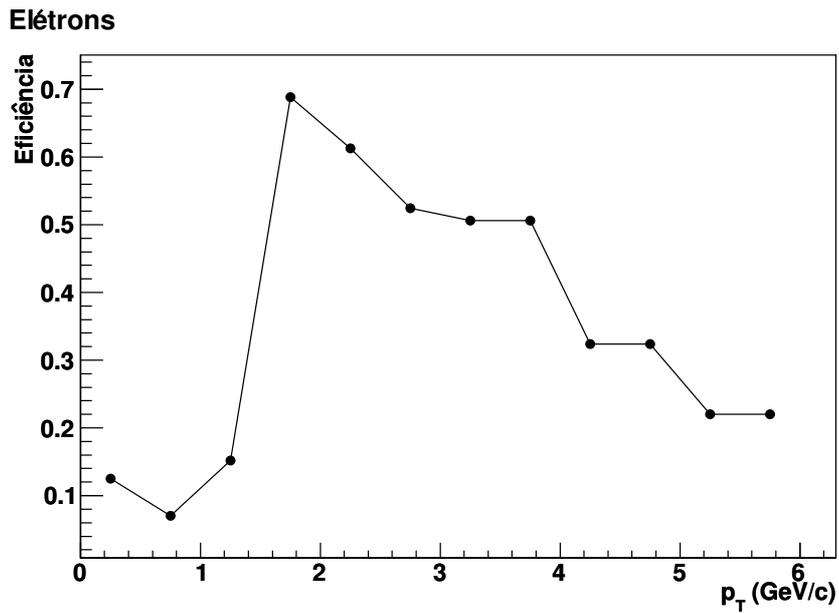
expressão:

$$\mathcal{P} = \frac{\int_{inf}^{sup} G_e - \int_{inf}^{sup} \Sigma G_h}{\int_{inf}^{sup} G_e} = 1 - \frac{\int_{inf}^{sup} \Sigma G_h}{\int_{inf}^{sup} G_e} \quad (5.2)$$

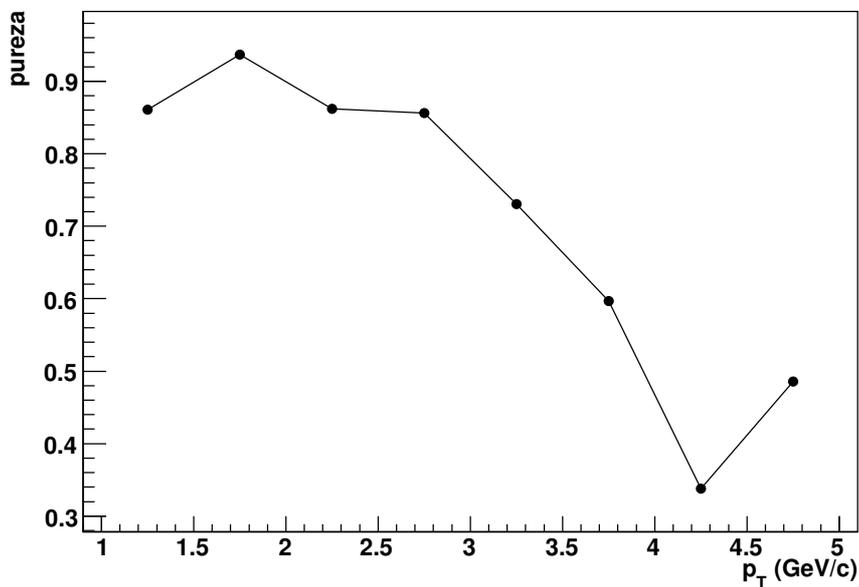
onde os limites de integração  $inf$  e  $sup$  são, respectivamente, os limites inferior e superior de seleção em  $dE/dx$  e  $\Sigma G_h$  contabiliza a contribuição de todas as gaussianas ajustadas aos diferentes tipos de contribuições hadrônicas na distribuição total de  $dE/dx$ . A evolução da pureza como função de  $p_T$  é apresentada na figura 5.8.

### 5.1.1 Construção dos espectros de massa

De posse da amostra de elétrons é então possível procurar pela assinatura experimental dos *heavy-quarkonia* - seu decaimento em  $e^+e^-$  - relacionando os elementos da amostra obtida aos pares. Essa relação, na verdade, é a construção de um espectro de massa



**Figura 5.7:** Eficiência total da identificação de elétrons obtida com os cortes selecionados, sobre o conjunto de dados de  $J/\psi$  para configuração nº 19. Os valores da parametrização de cortes utilizada é apresentada mais adiante. O corte abrupto na eficiência em  $p \sim 1,5$  GeV/c é devido à superposição de todas as faixas de  $dE/dx$ . A diminuição monotônica para altos momentos é devido a lenta mistura entre as faixas de hádrons e elétrons.



**Figura 5.8:** Pureza da amostra de elétrons selecionados. Aqui novamente nota-se que em regiões de  $p_T$  em que as distribuições de elétrons e hádrons tem maior sobreposição a pureza da mostra diminui.

invariante utilizando as variáveis cinemáticas de cada uma das partículas identificadas como elétrons. Utilizando-se a cinemática relativística de um corpo, partimos da seguinte expressão invariante por transformações de Lorentz:

$$\mathbf{p}^2 = E^2 - |\vec{p}|^2 = M^2 \quad (5.3)$$

mas por conservação de momento e energia do decaimento de um *heavy-quarkonium* em  $e^+e^-$  temos que

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^2 &= (\mathbf{p}_{e^+} + \mathbf{p}_{e^-})^2 = \mathbf{p}_{e^+}^2 + \mathbf{p}_{e^-}^2 + 2\mathbf{p}_{e^+}\mathbf{p}_{e^-} \\ &= m_{e^+}^2 + m_{e^-}^2 + 2(E_{e^+}E_{e^-} - \vec{p}_{e^+}\vec{p}_{e^-}) \\ &= 2(m_e^2 + E_{e^+}E_{e^-} - \vec{p}_{e^+}\vec{p}_{e^-}) \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde  $m_e$  é a massa do elétron, a notação  $\vec{p}$  aplica-se aos 3-momentos do par  $e^+e^-$ , e  $E_{e^+}, E_{e^-}$  as energias relativísticas de cada um dos componentes do par  $e^+e^-$  correspondentes. Assim, igualando-se 5.3 e 5.4 temos

$$M = \sqrt{2(m_e^2 + E_{e^+}E_{e^-} - \vec{p}_{e^+}\vec{p}_{e^-})} \quad (5.5)$$

considerando-se o regime em questão, os elétrons são muito energéticos e suas massas tornam-se desprezíveis. Assim, considerando-se  $m_e = 0$ , teremos  $E_{e^+}E_{e^-} \rightarrow |\vec{p}_{e^+}||\vec{p}_{e^-}|$ . Denotando-se  $|\vec{p}|$  por  $p$  a equação 5.5 torna-se

$$\boxed{M = \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-}(1 - \cos\theta_{ee})}} \quad (5.6)$$

Utilizando-se essa expressão às diversas combinações de  $N^7$ , 2 a 2, da amostra de elétrons constroem-se os espectros de massa invariante. Os decaimentos de *heavy-quarkonia* devem fazer surgir picos nestes espectros em torno da massa teórica dos respectivos estados<sup>8</sup>. A primeira consideração sobre a forma de construção desses espectros é o surgimento

<sup>7</sup> $N = N_{e^+} + N_{e^-}$

<sup>8</sup> $M_{J/\psi}^{PDG} = 3,097 \text{ GeV}/c^2$  e  $M_{\Upsilon}^{PDG} = 9,460 \text{ GeV}/c^2$

de um fundo nas regiões de massa de interesse devido a combinações aleatórias de pares  $e^+e^-$  que não são produtos de decaimento do estado em questão. A solução adotada para estimar esse fundo foi a construção de espectros de massa invariante usando pares de cargas iguais -  $e^+e^+$  e  $e^-e^-$  - de forma que as combinações aleatórias desses pares reproduzam as combinações aleatórias dos pares  $e^+e^-$ . Como as contagens esperadas para os estados *heavy-quarkonia* são relativamente baixas - ao menos para os estados  $b\bar{b}$  - a construção do espectro de fundo é feito em dois espectros separados, de  $e^+e^+$  e  $e^-e^-$ , e depois faz-se a média geométrica das contagens para cada um dos canais dos dois histogramas com a seguinte expressão

$$BG = 2\sqrt{N_{e^+e^+}N_{e^-e^-}} \quad (5.7)$$

onde a multiplicação por 2 é feita para manter a mesma ordem de grandeza de um espectro que não faça distinção entre  $e^+e^+$  e  $e^-e^-$ . Esse procedimento visa suavizar e minimizar o fundo estimado na região da ressonância, quando há poucas contagens - tipicamente  $\lesssim 30$ . Conforme o número de contagens aumenta o método de média geométrica converge para o método de adição sem distinção<sup>9</sup>.

Outro ponto importante a ser notado é o fato de que o cálculo de massa invariante é apoiado nas medidas dos momentos dos elétrons. Assim sendo, as larguras dos picos encontrados refletem a incertezas na medida dos momentos pelo TPC. Mais ainda, há que se considerar o fato de que em se tratando de elétrons, e considerando a quantidade de material na região do STAR que os elétrons atravessam, esses elétrons podem sofrer uma perda de energia devido ao *bremsstrahlung*, criando não só um deslocamento do centróide dos picos de massa invariante para esquerda, como uma assimetria em sua distribuição, criando uma cauda mais longa à esquerda do centróide. Essas distorções podem ser reproduzidas com simulações da passagem de elétrons pelo material dos detectores usando GEANT3 conforme descrito no capítulo 3.

---

<sup>9</sup>Construído com apenas um espectro simples com pares de cargas de mesmo sinal de ambos os tipos.

## 5.2 Resultados

As figuras 5.9 e 5.29 apresentam os espectros de massa invariante obtidos a partir das amostras de elétrons/pósitrons selecionados em ambos os conjuntos de dados ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ). Um conceito importante a ser definido, antes de se iniciar a análise desses espectros, é significância<sup>10</sup> dos sinais obtidos nos espectros de massa. A expressão que define a significância é

$$S = \frac{Y}{\sigma_Y} \quad (5.8)$$

onde  $Y$  é o sinal (*Yield*) e  $\sigma_Y$  o erro associado a esse sinal. Em outras palavras, a significância pode ser entendida como quantas vezes o sinal é maior que a sua própria incerteza. Considerando-se a expressão  $Y = T - B$ , com  $T$  representando o número de contagens do espectro de  $e^+e^-$  na região de massa do pico e  $B$  as contagens no respectivo fundo combinatório, então a expressão 5.8 pode ser reescrita como sendo

$$S = \frac{T - B}{\sqrt{T + B}} \quad (5.9)$$

É desejável que a significância seja a mais alta possível, para se ter confiança de que o sinal identificado não é meramente fruto de uma flutuação estatística na região de interesse.

A seguir os resultados serão apresentados de forma separada, primeiramente os resultados de  $J/\psi$  e em seguida os resultados de  $\Upsilon$ .

### 5.2.1 Resultados $J/\psi$

A figura 5.9 apresenta os espectros de massa invariante obtidos com os dados de 3 milhões de eventos do gatilho de  $J/\psi$  analisados<sup>11</sup>. 5.9(a) apresenta sinal dos pares  $e^+e^-$  em conjunto com o fundo combinatório obtido com uso da expressão 5.7. A figura 5.9(b) apresenta o espectro com o fundo já subtraído. É importante lembrar aqui o fato de que era esperado uma grande perda de energia por *bremsstrahlung* dos elétrons originados

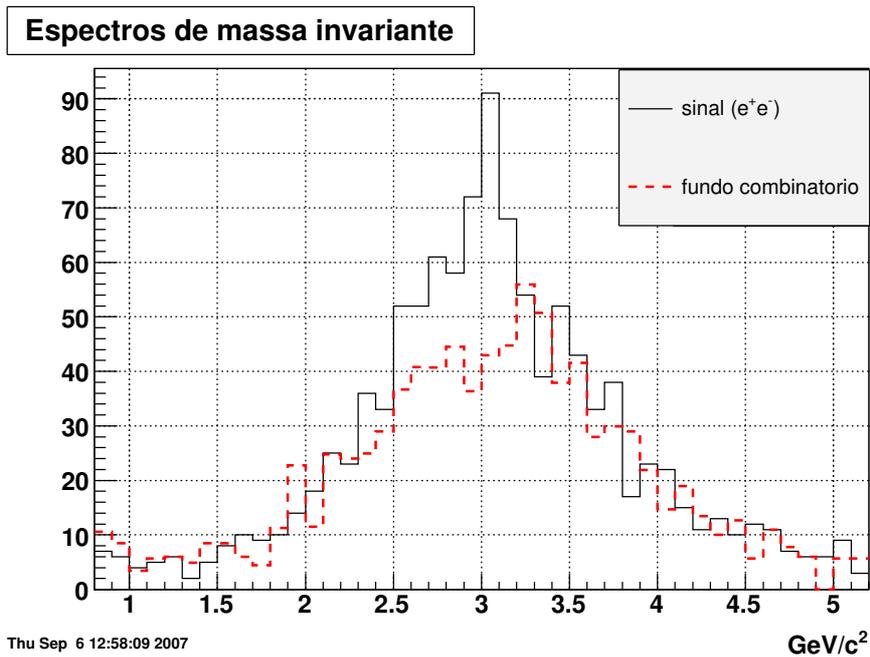
<sup>10</sup>Relação sinal/ruído.

<sup>11</sup>Equivalente a  $\sim 9$  bilhões de eventos *minimum bias*

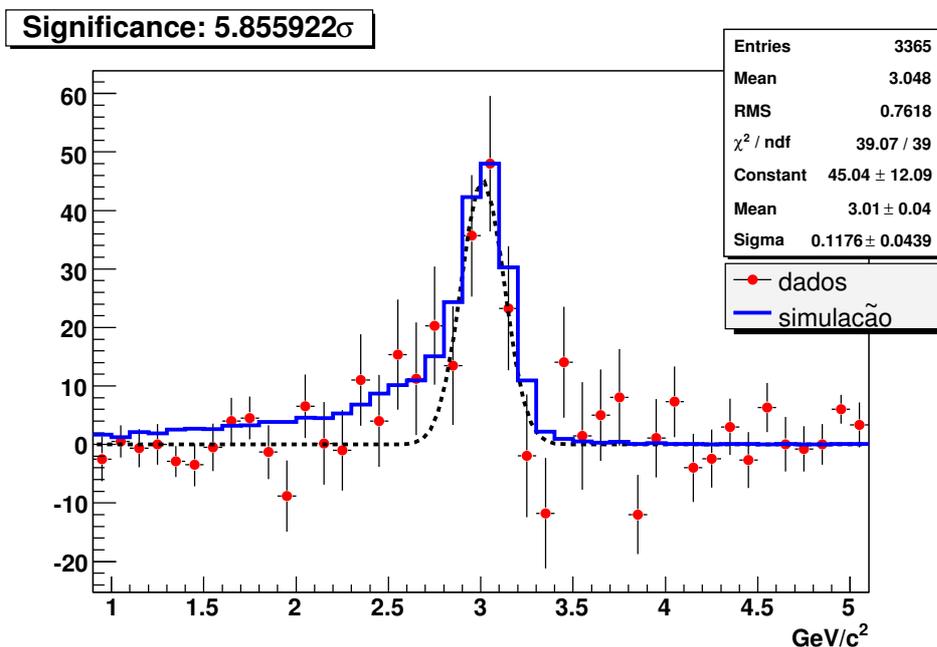
nos decaimentos dos *heavy-quarkonia*. Em 5.9(b) são ajustadas aos dados uma curva gaussiana e a curva da simulação descrita na seção 3.2. É possível notar que embora a gaussiana dê uma boa estimativa da posição do pico, o ajuste aos dados possui qualidade inferior ao da simulação. A simulação, além de estimar corretamente a posição do pico, apresenta um alargamento à esquerda por conta do *bremstrahlung*, alargamento esse que pode ser verificado nos dados.

Para a construção desses espectros, nem todos os elétrons identificados (em cada evento) foram usados. Com o intuito de minimizar as combinações aleatórias que compõem o fundo procurou-se aplicar critérios de seleção adicionais, além da simples identificação. Foram requeridos de cada um dos elétrons identificados que eles coincidissem com uma torre que tivesse sinal de ADC acima do *threshold* do gatilho L0- $J/\psi$  e ainda que a bandeja do CTB correspondente geometricamente à posição dessa torre tivesse sinal de ADC maior ou igual a 3, o que corresponde a aplicar os critérios utilizados no gatilho L2. Contudo, ao se fazer esses requerimentos extras o sinal desapareceu. Investigações posteriores apontaram para uma discrepância no mapeamento *off-line* das bandejas do CTB de tal forma que sua “posição lógica” estivesse desacoplada da “posição real” e portanto a relação geométrica CTB-BEMC estava corrompida. Ao se relaxar os requerimentos extras, retirando-se o critério do CTB, o sinal reaparece. Até o momento a hipótese de corrupção no mapeamento do CTB, embora provável, não foi confirmada e continua sendo investigada pela colaboração STAR. Mas, de fato, o requerimento do CTB pouco influencia na redução do fundo combinatório pois a seleção dos elétrons é feita partindo-se de trajetórias no TPC, ou seja, partículas carregadas, que deixariam no CTB sinais, independentemente da carga, pois a eficiência do CTB para partículas carregadas é próximo a 100% [59].

Além dessa exigência adicional, é importante certificar-se de que a escolha nos parâmetros usados na identificação de elétrons é a que resulta no melhor sinal de  $J/\psi$  possível. A definição de “melhor sinal possível” deve depender exclusivamente de critérios quantitativos que visem a melhoria estatística do sinal. Os critérios adotados para isso foram a significância, o  $\chi^2$  do ajuste da simulação aos dados e a análise de resíduos. O método



(a) Espectro de massa invariante obtido dos dados de  $pp$  com gatilho de  $J/\psi$ . É possível observar um nítido excesso de contagens de sinal sobre o fundo combinatorio na região da massa teórica do  $J/\psi$ .



(b) Espectro de massa resultante da subtração do fundo. Aos dados experimentais uma gaussiana ajustada dá conta da posição do pico como sendo  $3,01 \text{ GeV}/c^2$ , ficando um pouco abaixo do valor teórico ( $3,097$ ). É possível observar que esse desvio é ligeiramente mais intenso que aquele previsto pela simulação (linha contínua) que contempla o efeito de *bremstrahlung* conforme discutido na seção 5.1.1. Observa-se ainda que o alargamento do sinal previsto pela simulação descreve melhor os dados do que a gaussiana ajustada.

**Figura 5.9:** Espectros de massa invariante de  $J/\psi$  em  $pp$ .

desenvolvido a seguir teve como objetivo estabelecer um critério sistemático e quantitativo, de forma a evitar escolhas arbitrárias, e talvez sem muito sentido, nos parâmetros adotados para a seleção dos elétrons.

O método consiste em construir um espectro de massa invariante - semelhante ao da figura 5.9(b) - para cada uma das 21 configurações de parâmetros na identificação de elétrons. A tabela 5.1 apresenta todas as configurações testadas. Adicionalmente a isso, varia-se também o tamanho do canal desses histogramas, obtendo-se assim um conjunto de 7 histogramas com *binagens* diferentes para cada configuração ou espectro. A partir daí, contabiliza-se o  $\chi^2$  mínimo em cada um dos  $21 \times 7 = 147$  histogramas construídos. Essa contabilidade é realizada ainda para 24 diferentes limites de integração em massa invariante em cada um dos 147 histogramas, contabilizando um total de 3528 conjuntos de dados a serem analisados. O limite de integração é variado devido à longa cauda oriunda do efeito de *bremstrahlung*.

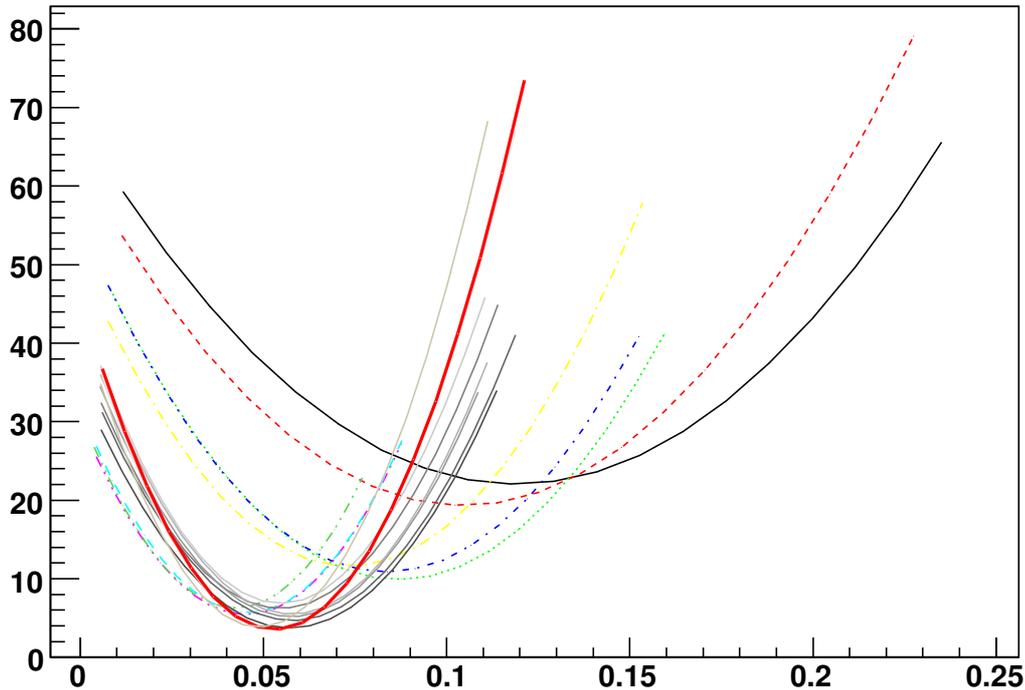
Primeiramente é preciso ajustar a simulação aos pontos de cada histograma. Para isso foi utilizado método dos mínimos quadrados (MMQ) por meio de cálculo numérico. Uma macro<sup>12</sup> do programa de análises ROOT [82] foi escrita para se obter o mínimo valor para a seguinte expressão

$$Q^2 = \sum_i^N \left( \frac{Y_i - f \times S_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.10)$$

onde  $Y_i$ ,  $S_i$  e  $\sigma_i$  são, respectivamente, as contagens de dados experimentais, as contagens simuladas e as incertezas experimentais, contabilizados para o canal  $i$ .  $N$  é o número total de canais dentro dos limites de integração de massa invariante adotados. O método de bissecção simples foi utilizado para encontrar a normalização do histograma simulado de forma a se obter o valor de  $f$  (fator de normalização) que resultou no mínimo valor de  $Q^2$ . A figura 5.10 apresenta as curvas de  $Q^2$  para cada uma das configurações da tabela 5.1 em função de  $f$ . Note que a maioria dos ajustes resultam em constantes de normalização similares, indicando que a maioria dos cortes geram resultados compatíveis entre si. Isto é um indicativo da estabilidade da análise realizada. Os outros conjuntos de corte, que possuem normalização discrepante da maioria, geram espectros de massa visualmente

---

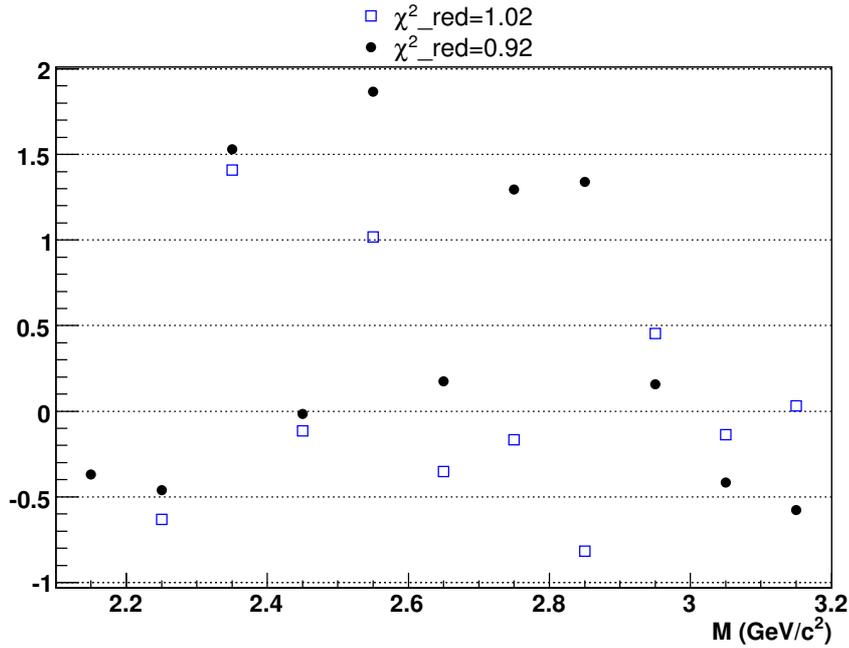
<sup>12</sup>O código está disponível no apêndice A.



**Figura 5.10:** *Curvas de  $Q^2$  do ajuste da simulação ao espectro de massa invariante de  $J/\psi$ , em função do fator de normalização  $f$ . Cada curva corresponde a cada uma das parametrizações listadas na tabela 5.1. Todos os espectros foram construídos em histogramas com canais de 100 MeV de largura e os cálculos de  $Q^2$  foram realizados no intervalo  $2,2 < M < 3,2 \text{ GeV}/c^2$ . A linha vermelha contínua e mais espessa corresponde à da parametrização número 19.*

insatisfatórios e serão comentados adiante. A estimativa inicial de normalização era escolhida de tal forma que os canais com maior número de contagens de cada um dos histogramas tivesse o valor do canal de maior contagem no histograma de dados.

Uma vez encontrada a normalização ótima para cada histograma, pode-se então computar o  $\chi^2$  para cada um deles como sendo o mínimo valor de  $Q^2$  encontrado. Como a largura dos canais varia, bem como os limites de integração da massa invariante, a consequência é um diferente número de graus de liberdade (NGL) para diversos grupos de histogramas. Assim, a solução mais evidente seria adotar  $\chi_{red}^2$  ao invés de  $\chi^2$ , para uma análise comparativa que faça sentido. No entanto, para se saber NGL seria necessário conhecer o número de parâmetros utilizados para construir a curva simulada. Na ausên-



**Figura 5.11:** Comparação dos resíduos de dois conjuntos de dados com  $\chi_{red}^2 \sim 1$ . Nota-se que justamente o conjunto com o  $\chi_{red}^2$  mais próximo de 1 é aquele com pior distribuição de resíduos.

cia dessa informação NGL foi aproximado como sendo o número de canais usados no cômputo de cada um dos conjuntos, menos três ( $N - 3$ ), aproximando-se assim o número de parâmetros da curva simulada ao de uma distribuição de probabilidades assimétrica como uma Landau<sup>13</sup>, por exemplo.

Mas o  $\chi_{red}^2$  não é o único critério de decisão adotado, como já foi mencionado acima. A limitação intrínseca do  $\chi_{red}^2$  é o fato de que ele depende das incertezas nos pontos experimentais. Com incertezas suficientemente grandes é possível obter-se um  $\chi_{red}^2$  melhor para um ajuste menos realista do que um outro, mais realista, mas com  $\chi_{red}^2$  ligeiramente pior. A figura 5.11 ilustra essa situação com dois conjuntos de dados em que o conjunto com  $\chi_{red}^2$  mais próximo de 1 tem a pior distribuição de resíduos. Fica evidente, então, que não é possível fazer uma escolha absolutamente não ambígua usando somente esse critério.

Para complementar o critério de escolha, portanto, os resíduos da simulação em relação aos dados também são usados. Os critérios adotados para tal foram a média e o desvio

<sup>13</sup>Numa curva tipo Landau há 3 parâmetros ajustáveis: a amplitude, o valor mais provável e a largura.

padrão dos resíduos de cada um dos conjuntos analisados. De maneira análoga ao cálculo de  $\chi^2$ , a expressão para o resíduo médio fica

$$\bar{\mathcal{R}} = \frac{1}{N} \sum_i^N (Y_i - f \times S_i) \quad (5.11)$$

e para o desvio padrão dos resíduos

$$\sigma_{\mathcal{R}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i^N (\mathcal{R}_i - \bar{\mathcal{R}})^2} \quad (5.12)$$

onde  $\mathcal{R}_i$  é o resíduo no canal  $i$ . Neste caso  $f$  é o valor obtido do ajuste da equação 5.10. Com essas informações contemplam-se duas necessidades em relação ao ajuste. A primeira delas é de que os resíduos devem distribuir-se de maneira aleatória em torno de zero. Isso pode ser alcançado requerendo que  $\bar{\mathcal{R}} \rightarrow 0$ , ou, em outras palavras, que  $\bar{\mathcal{R}}$  seja o menor possível dentre as opções apresentadas. Mas isso somente não contempla o fato de que os resíduos podem ter valores individuais muito grandes, revelando uma maior disparidade entre os valores experimentais e o ajuste adotado. Assim, tomando-se o menor valor de  $\sigma_{\mathcal{R}}$  possível, garante-se também que os dados distribuem-se em torno do ajuste com a maior aderência possível.

E, finalmente, para completar o critério de escolha, deve-se incorporar a significância do sinal, buscando privilegiar o de maior significância entre dois sinais com ajustes “equivalememente” bons. A significância é muito importante pois ela é a única grandeza dentre todas as utilizadas neste método que depende exclusivamente de dados experimentais. Ou seja, a significância é a única que expressa resultados experimentais independentemente de simulação ou modelo, diferentemente do que ocorre com  $\chi_{red}^2$ ,  $\bar{\mathcal{R}}$  e  $\sigma_{\mathcal{R}}$ , que dependem da simulação.

Foi definida a grandeza  $\mathcal{W}$ , empírica, com o objetivo de auxiliar a escolha do conjunto de cortes mais apropriado, contemplando os critérios expostos anteriormente.  $\mathcal{W}$  deve ser proporcional a  $\mathcal{S}$ . Deve ser inversamente proporcional aos critérios que envolvem resíduos, como já discutido. E deve contemplar a informação de que  $\chi_{red}^2$  é melhor quanto mais próximo de 1. O critério adotado para contemplar o critério  $\chi_{red}^2$  foi o estabelecimento

do seguinte parâmetro

$$\Delta P_{\chi^2} = \|0,5 - P(\chi^2|N-3)\| \quad (5.13)$$

onde  $P(\chi^2|N-3)$  é a probabilidade dada pela distribuição de  $\chi^2$  com  $(N-3)$  graus de liberdade<sup>14</sup>. Assim temos que  $\chi_{red}^2 \rightarrow 1 \Rightarrow \Delta P_{\chi^2} \rightarrow 0$ . Com isso esse novo parâmetro  $\Delta P_{\chi^2}$ , dependente exclusivamente de  $\chi_{red}^2$ , pode ser adotado de maneira semelhante aos critérios baseados nos resíduos, ou seja, a expressão deve ser inversamente proporcional a  $\Delta P_{\chi^2}$ .

Assim, a expressão construída para  $\mathcal{W}$ , que é uma espécie de peso que contempla todos os parâmetros apresentados acima, fica

$$\mathcal{W} = \frac{\mathcal{S}}{(1 + \Delta P_{\chi^2})(1 + |\bar{\mathcal{R}}|)(1 + \sigma_{\mathcal{R}})} \quad (5.14)$$

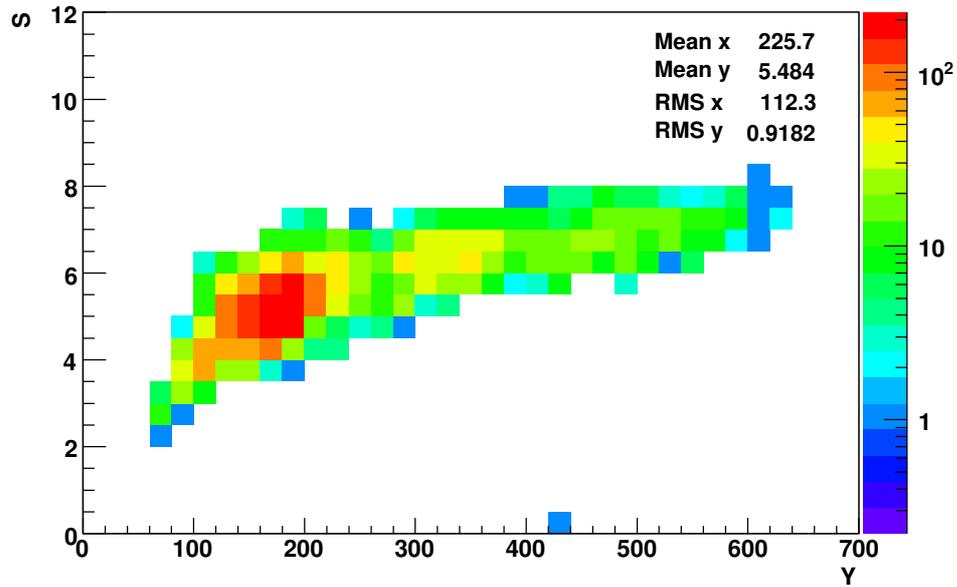
É importante notar que essa é a expressão mais simples que poderia ser construída relacionando essas critérios conforme estabelecido acima. Ela só não é mais simples do que a razão acima com um denominador que fosse simplesmente um produto de  $\Delta P_{\chi^2}$ ,  $\bar{\mathcal{R}}$  e  $\sigma_{\mathcal{R}}$ . No entanto essa solução seria inconveniente pois qualquer um dos 3 termos pode assumir o valor zero.

Uma preocupação natural em relação a essa expressão é de que ela poderia forçar a escolha para o conjunto de dados que simplesmente tivesse o maior número de contagens do sinal. A figura 5.12 mostra como a significância do sinal obtido não é extremamente relacionada com o *yield* obtido.

Portanto, a configuração de parâmetros de identificação de elétrons a ser adotada, bem como os limites de integração da massa invariante e o tipo de *binagem* que serão adotados deverão ter o maior valor de  $\mathcal{W}$  dentre todas as opções possíveis. A configuração escolhida - e que resultou na figura 5.9 - é a configuração de identificação número 19 da tabela 5.1, com limites de integração de massa [ 2,2 ; 3,3 ] GeV/ $c^2$  e canais de 100 MeV/ $c^2$  de largura. O número de contagens do sinal (*yield*) obtido foi

---

<sup>14</sup>Ver apêndice B.



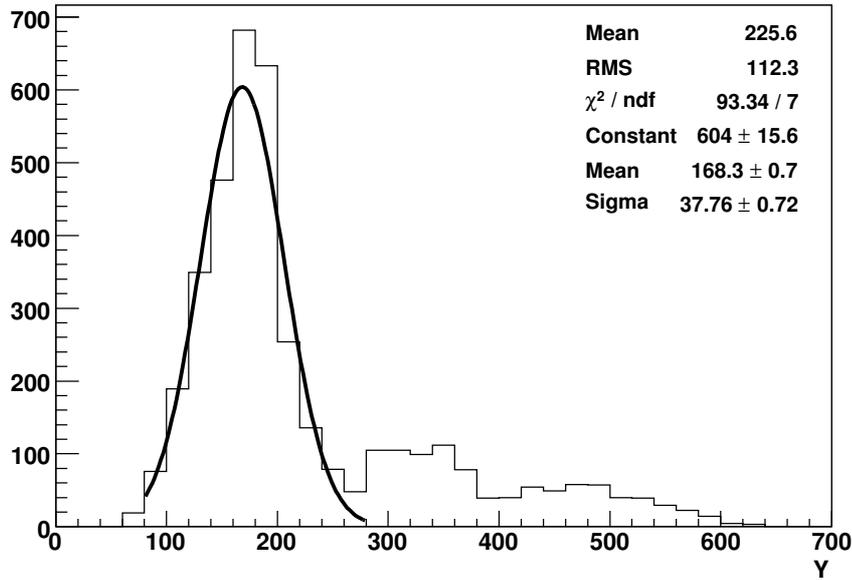
**Figura 5.12:** *Yields vs. significância.* A medida que o yield cresce a significância tende a um valor máximo de  $\sim 8$ .

$$Y_{J/\psi} = 170 \pm 32 \text{ (estat.)}$$

onde o erro estatístico foi calculado conforme a expressão no denominador da equação 5.9. A figura 5.13 mostra a distribuição para os valores de  $Y_{J/\psi}$  obtidos com todas as configurações possíveis. Vale lembrar que o  $Y_{J/\psi}$  é obtido pela integração numérica dos dados e não do espectro simulado. A configuração adotada a partir do máximo valor de  $\mathcal{W}$  coincide com o pico da distribuição. Esta é uma confirmação da estabilidade do método, indicando que não seria escolhida simplesmente a configuração que gerasse o sinal mais significativo.

Outra forma de evidenciar que valores elevados de  $Y_{J/\psi}$  não são razoáveis é mostrado na figura 5.14. Nesta figura são apresentados a probabilidade do ajuste não ser compatível com os dados em função do *yield*. Note que valores elevados de  $Y_{J/\psi}$  só ocorrem quando a probabilidade de incompatibilidade torna-se elevada ( $\Delta P_{\chi^2} > 45\%$ )

Para estimar o erro sistemático [83] foi usado o desvio padrão da gaussiana ajustada ao pico da figura 5.13. A longa cauda para valores elevados de  $Y_{J/\psi}$  foi desconsiderada por



**Figura 5.13:** Distribuição de todos os yields obtidos. O erro sistemático foi estimado como sendo o desvio padrão da gaussiana ajustada ao pico mais à esquerda.

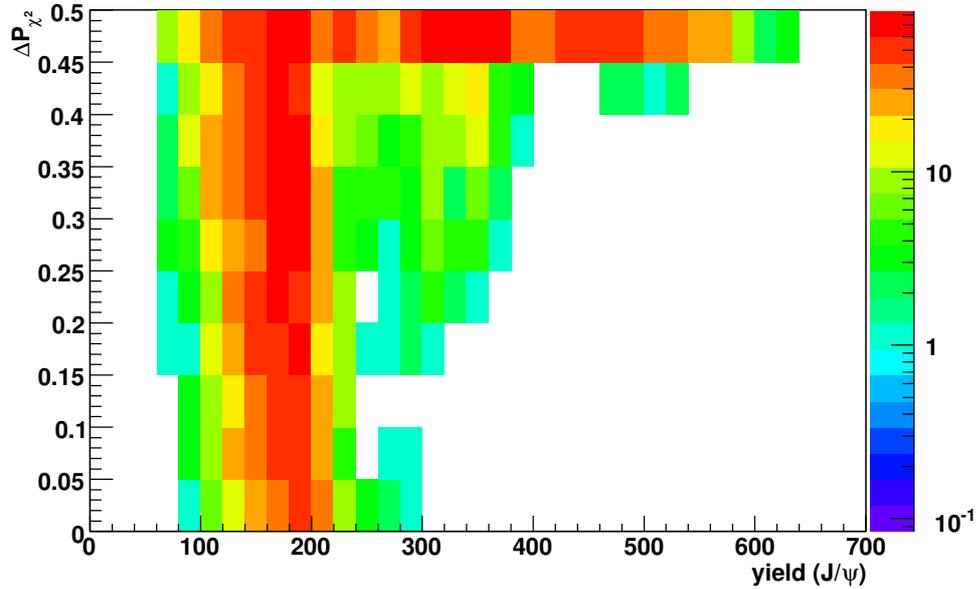
apresentar espectros de massa não realistas, conforme exemplifica a figura 5.15. Assim, o valor final para o *yield* de  $J/\psi$  fica

$$Y_{J/\psi} = 170 \pm 32 (\text{estat.}) \pm 38 (\text{sist.})$$

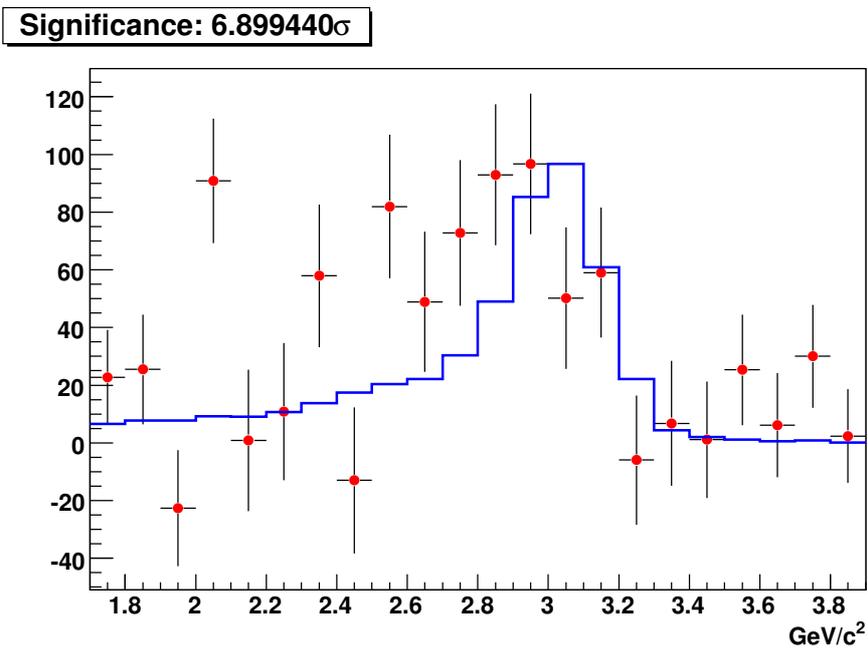
Para o cálculo da seção de choque agora é necessário antes calcular a eficiência total de detecção de  $J/\psi$  para os dados analisados, o que será apresentado a seguir.

### Eficiência de detecção e Seção de Choque de $J/\psi$

Os pontos da análise que devem ter suas eficiências computadas são vários, mas pode-se agrupá-los em conjuntos maiores de forma a simplificar a apresentação desses resultados nessa tese. Assim serão apresentadas as eficiências de reconstrução de trajetória, de identificação de elétrons, geométrica e dos limites de integração. Com esses valores em



**Figura 5.14:** *Yields vs.  $\Delta P_{\chi^2}$ . Nota-se claramente que a maior parte dos histogramas com  $Y_{J/\psi} > 250$  tem  $\Delta P_{\chi^2} > 45\%$ .*



**Figura 5.15:** *Exemplo de espectro de massa não realista. Apesar da alta significância e do elevado yield, os dados e o espectro simulado guardam pouca semelhança entre si. Notar a largura do “pico” dos dados e sua posição (máximo) bastante afastada do ponto esperado ( $\sim 3,05 \text{ GeV}/c^2$ ).*

mãos a eficiência total pode ser escrita como

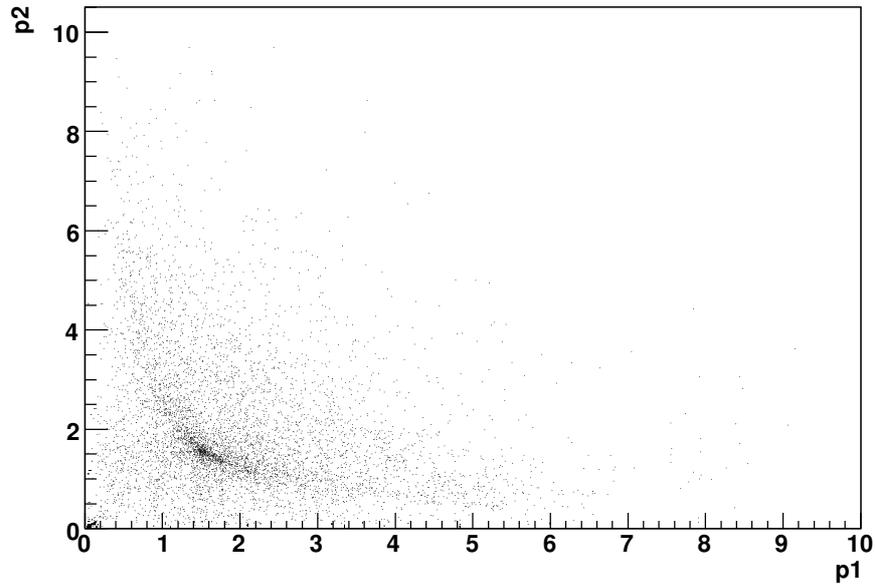
$$\mathcal{E}_{J/\psi} = \mathcal{E}_{rec} \times \mathcal{E}_e^2 \times \mathcal{E}_{geo} \times \mathcal{E}_m \quad (5.15)$$

A eficiência de reconstrução de trajetórias ( $\mathcal{E}_{rec}$ ) é obtida através das informações de *embedding*. O cálculo é simplesmente a razão do número de trajetórias dos pares  $e^+e^-$  reconstruídas ( $N_{rec}^{J/\psi}$ ) sobre o total simulado ( $N_{sim}^{J/\psi}$ ), sem nenhum corte.

A eficiência dos limites de integração do espectro de massa ( $\mathcal{E}_m$ ) segue simplicidade semelhante ao caso da reconstrução de trajetórias. Utilizando-se mais uma vez os dados de *embedding*, basta fazer a razão do número de contagens dentro dos limites de integração por  $N_{rec}^{J/\psi}$ , utilizando o espectro de massa simulado.

A primeira das eficiências “compostas” a ser analisada é a eficiência na identificação de elétrons. Primeiro é preciso avaliar a eficiência dos cortes de qualidade de ajuste. Isso pode ser feito obtendo-se uma amostra de trajetórias sem nenhum corte e avaliar, dentro dessa amostra, o número de trajetórias que satisfazem os cortes impostos à qualidade dos ajustes (número de pontos de ajuste, figura 5.2, cuja eficiência é 76%). Em seguida, calcula-se a eficiência do corte cinemático ( $p > 1 \text{ GeV}/c$ ), cuja a eficiência média é 68%. Para isso recorre-se novamente aos dados de *embedding* e determinando quantos  $J/\psi$ 's conterà o espectro construído impondo-se o corte cinemático a todos os elétrons e pósitrons originados do decaimento ( $N_{cin}^{J/\psi}$ ) e comparar esse número de contagens com  $N_{rec}^{J/\psi}$ . A figura 5.16 apresenta a cinemática do par  $e^+e^-$ , proveniente do decto do  $J/\psi$ , conforme a simulação. Por fim, calcula-se a eficiência dos cortes que usam as informações de TPC+BEMC. Neste caso o processo é simplesmente utilizar a expressão 5.1, onde  $\Sigma N_e$  é o número total resultante da aplicação dos cortes estabelecidos na configuração número 19 da tabela 5.1 e  $\int G_e$  a integral da gaussiana ajustada aos elétrons na distribuição de  $dE/dx$  obtida após o cortes cinemático e de qualidade de ajuste, conforme a figura 5.5. O quadrado da eficiência na identificação de elétrons ( $\mathcal{E}_e^2$ ) será então o produto do resultado da equação 5.1 ao quadrado, pelo quadrado da eficiência do número de pontos de ajuste mínimo da trajetória, e pela relação  $N_{cin}^{J/\psi} / N_{rec}^{J/\psi}$ .

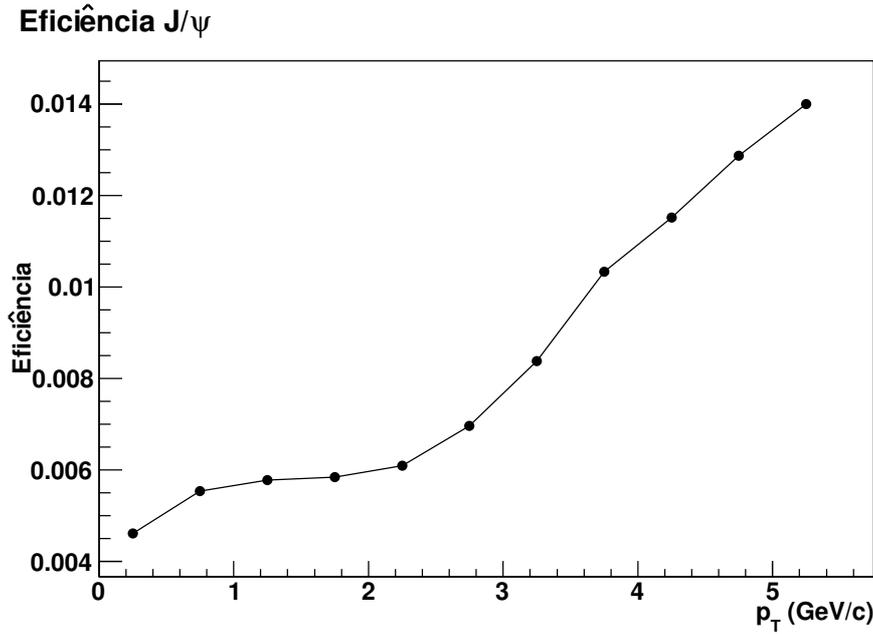
O último conjunto de eficiências ( $\mathcal{E}_{geo}$ ), chamada de geométrica, leva em consideração



**Figura 5.16:** *Distribuição conjunta dos módulos dos momentos do par  $e^+e^-$  obtida com simulação.*

a eficiência do ângulo sólido coberto pelos subsistemas, bem como a eficiência do gatilho de eventos em seus dois níveis, L0 e L2. Para isso é necessário o uso dos dados de *embedding* novamente. Computa-se o número de  $J/\psi$ 's que tem os dois elétrons incidindo na geometria ativa do BEMC ( $N_{bemc}^{J/\psi}$ ). Ainda com os dados de *embedding* é possível simular o funcionamento do gatilho impondo critérios de seleção de eventos idênticos aos adotados *on-line* em L0 e L2. Para simular L0 basta requerer de cada evento que contenha ao menos 2 torres do BEMC com energia acima de 1,2 GeV e com abertura angular  $\phi$  entre elas de no mínimo  $60^\circ$ . De forma semelhante, impõe-se as restrições de L2 para se obter o total de  $J/\psi$ 's que satisfazem aos critérios estabelecidos na seção 2.2.3, com exceção do requerimento de veto do CTB pelos motivos já apresentados neste capítulo. Contudo a referência [59] mostra que a eficiência do CTB é  $\sim 100\%$ . Assim a eficiência total do gatilho de  $J/\psi$  computada é  $\sim 14\%$ .

A tabela 5.2 apresenta as eficiências médias obtidas conforme os passos descritos acima. Assim, de posse desses valores de eficiência, é possível então obter a eficiência total e, conseqüentemente, a seção de choque de produção de  $J/\psi$ . As incertezas foram



**Figura 5.17:** Eficiência de  $J/\psi$  em função de seu  $p_T$ . As barras de erro, calculadas conforme [84], são da ordem de 1:50 em cada ponto, conseqüentemente não são visíveis.

computadas de acordo com a referência [84], a partir dos dados de *embedding*. A eficiência total de reconstrução de  $J/\psi$ , como função do momento transversal do mesmo, é apresentada na figura 5.17. Nota-se um aumento da eficiência para altos momentos, resultado do processo de identificação de elétrons, bem como do gatilho utilizado.

Eficiência	Valor (%)
$\mathcal{E}_{rec}$	$76 \pm 1$
$\mathcal{E}_e^2$	$8,3 \pm 1$
$\mathcal{E}_m$	$57 \pm 1$
$\mathcal{E}_{geo}$	$16 \pm 1$
$\mathcal{E}_{J/\psi}$	<b><math>0,56 \pm 0,01</math></b>

**Tabela 5.2:** Tabela de eficiências na medida de  $J/\psi$ . As incertezas foram computadas conforme a referência [84].

Com a eficiência computada é possível agora determinar a seção de choque diferencial de produção de  $J/\psi$ , multiplicada pela razão de decaimento em  $e^+e^-$ , integrada na região de rapidez central ( $-1 < y < 1$ ), através da expressão

$$\mathcal{B}_{e^+e^-} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{Y_{J/\psi}}{\Delta y \times \mathcal{E}_{J/\psi} \times \int \mathcal{L}} \quad (5.16)$$

onde  $\int \mathcal{L}$  é a luminosidade integrada e  $\Delta y$  a largura do canal de rapidez. A luminosidade integrada de eventos disparados pelo gatilho de  $J/\psi$  é  $\int \mathcal{L} = 371 \pm 52 \text{ nb}^{-1}$  e, considerando o intervalo  $-1 < y < 1$ ,  $\Delta y = 2$ . Assim o valor da seção de choque de produção fica

$$\mathcal{B}_{e^+e^-} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy} \Big|_{y=0} = 42 \pm 8(\text{estat.}) \pm 5(\text{sist.}) \text{ nb} \quad (5.17)$$

Comparando-se esta seção de choque com valores teóricos da tabela 1.3 através do cálculo de compatibilidade

$$\mathcal{Z} = \frac{\sigma_{J/\psi}^{\text{exp}} - \sigma_{J/\psi}^{\text{teo}}}{\sqrt{s_{\text{sist}} \oplus s_{\text{estat}}}} \quad (5.18)$$

onde  $\sigma^{\text{teo}}$  e  $\sigma^{\text{exp}}$  são, respectivamente, as seções de choque<sup>15</sup> teórica e experimental e  $s_{\text{sist}}$  e  $s_{\text{estat}}$  as incertezas sistemática e estatística. Os valores de  $\mathcal{Z}$  obtidos estão apresentados na tabela 5.3.<sup>16</sup>

Modelo	$\mathcal{B}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{\text{incl.}} ( y  < 1)$	$\mathcal{Z}$
$\psi_1$	0,6	3,4
$\psi_2$	$69 \pm 3$	-2,2
$\psi_3$	$66 \pm 3$	-1,9
$\psi_4$	67	-2,1
$\psi_5$	51	-0,7
$\psi_6$	81	-3,2
$\psi_7$	52	-0,8

**Tabela 5.3:** Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de  $J/\psi$  em  $|y| < 1$  e o valor experimental obtido.

Adotando como compatível valores de  $|\mathcal{Z}| < 3$ , apenas os modelo  $\psi_1$  e  $\psi_6$  são incompatíveis com a medida efetuada, reflexo das elevadas incertezas da medida efetuada. No

<sup>15</sup>Apenas nesta expressão, por simplicidade de notação foi adotado  $\sigma$  no lugar de  $\mathcal{B}_{e^+e^-} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy} \Big|_{y=0}$ .

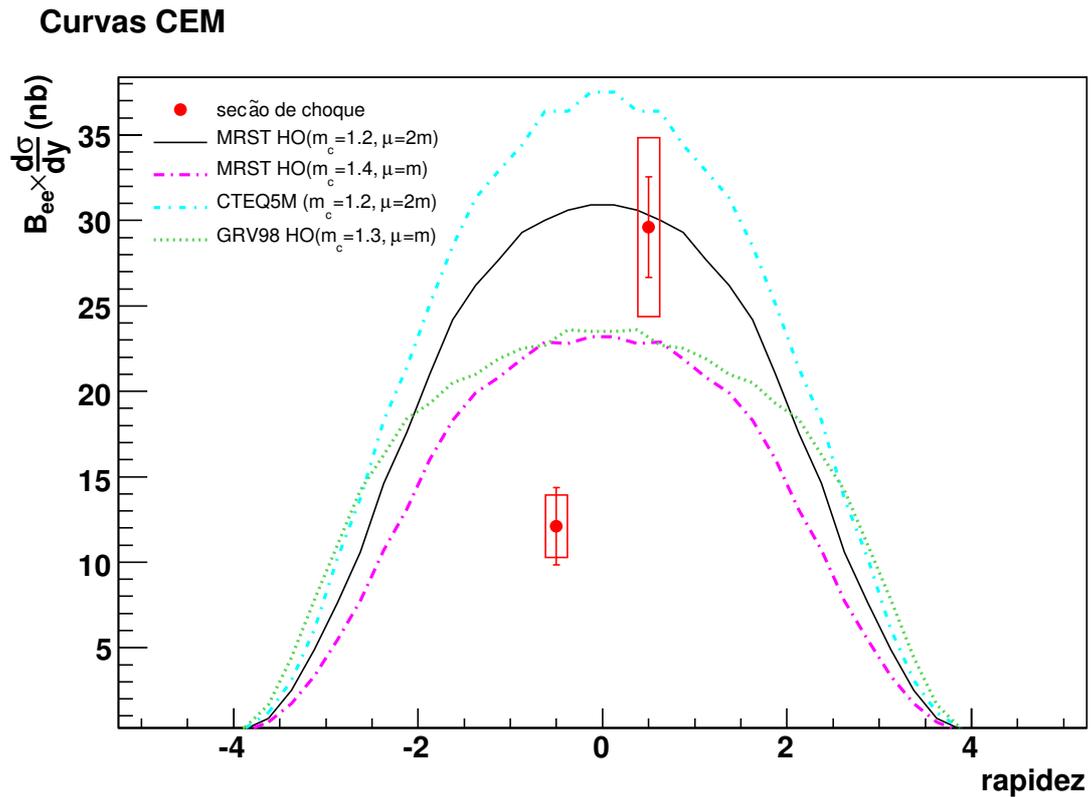
<sup>16</sup>Nesta tabela os valores teóricos apresentados correspondem às integrais, no intervalo  $-1 < y < 1$ , das curvas apresentadas nas figuras 5.18 e 5.22.

entanto, salta aos olhos o fato de que, com exceção de  $\psi_1$ , todas demais previsões ficaram acima do valor experimental ( $Z < 0$ ).

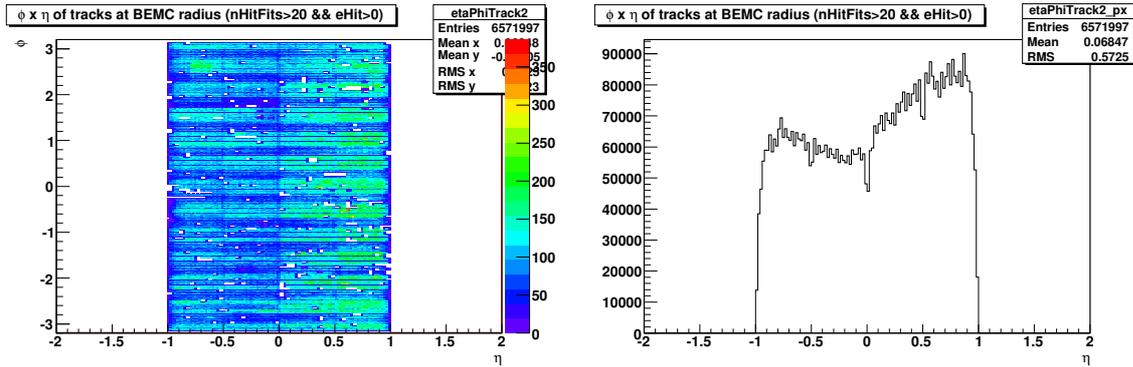
Observando com atenção os dados é possível notar uma inesperada assimetria na distribuição de rapidez nas contagens de  $J/\psi$ , como pode ser visto na figura 5.18 que pode, de alguma forma, explicar essa discrepância entre a medida e as previsões dos modelos. Na figura percebe-se que o número de contagens para valores positivos de rapidez é significativamente maior do que em valores de  $y < 0$ . Esse fato pode ser devido a algum tipo de ineficiência não computada adequadamente. Verificando o plano  $\eta \times \phi$  correspondente à cobertura do BEMC é possível visualizar uma assimetria da mesma natureza. A figura 5.19 mostra essa assimetria para partículas carregadas que atingem a área ativa do BEMC. A diferença de contagens entre o lado leste e o lado oeste é de  $\sim 30\%$ .

Ao se comparar a distribuição em  $\eta$  das partículas carregadas no conjunto de dados marcados com o gatilho de  $J/\psi$  com os dados marcados com o gatilho de *minimum bias*, vê-se que essa assimetria não se repete (figura 5.20(a)). Foi reportado um período durante o qual o algoritmo do gatilho L2- $J/\psi$  funcionou sem a metade oeste do CTB, o que torna o gatilho menos eficiente. A figura 5.20(b) mostra os espectros de energia das torres do BEMC. As torres computadas na construção dos espectros são somente aquelas cujo sinal está associado a uma trajetória de partícula carregada do TPC. Após a normalização dos espectros para que ficassem com o mesmo número de contagens, pode-se perceber um ponto de cruzamento dos espectros imediatamente abaixo de 1 GeV. O “calombo” em  $\sim 1,2$  GeV, presente em ambos os espectros, é um efeito do gatilho. Considerando o fato de que esse espectro de energias é oriundo de partículas carregadas essa ineficiência relativa a partir de 1 GeV para as torres de  $\eta < 0$  se deve ao fato de que, para elas, o gatilho foi disparado inúmeras vezes a partir do sinal deixado por fótons. Isso corrobora a idéia de que a ineficiência adicional do lado oeste tem sua origem nos períodos em que este lado do CTB não funcionou ou funcionou de forma limitada.

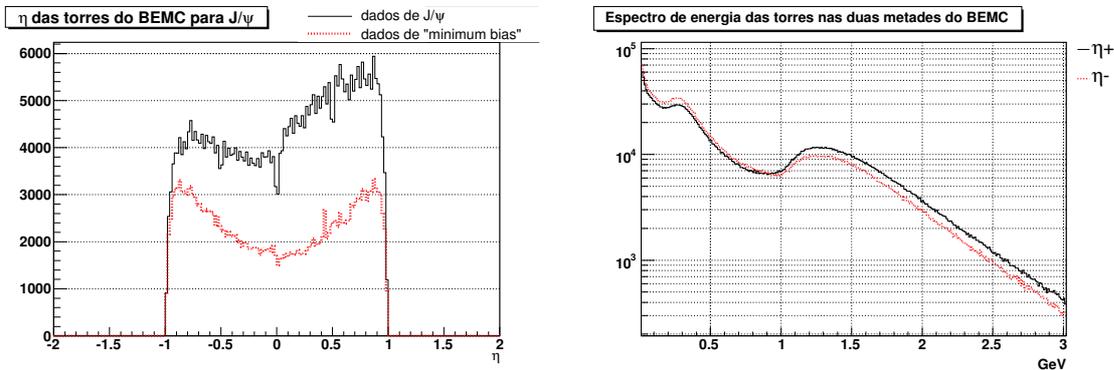
Ao se considerar esse efeito extra de ineficiência para a metade dos dados com rapidez negativa é possível aplicar então a correção correspondente a essa porção dos dados e com



**Figura 5.18:** Seção de choque de produção de  $J/\psi$  em função da rapidez. As curvas apresentadas correspondem a previsões do CEM calculadas com diferentes parametrizações [39]. É possível observar uma ineficiência nos dados com rapidez negativa. Essa ineficiência está associada a um efeito do gatilho.

(a) Plano  $\phi \times \eta$  das torres ativas do BEMC.(b) Projeção em  $\eta$  das torres ativas do BEMC.

**Figura 5.19:** Partículas carregadas que atingiram as torres ativas do BEMC nos eventos marcados como  $J/\psi$ . No painel da esquerda é possível notar um maior número de contagens para  $\eta > 0$ , mas as contagens se distribuem de maneira uniforme para as duas metades do BEMC. O painel da direita mostra de forma mais evidente a assimetria correspondente a  $\sim 30\%$ .

(a) Distribuição em  $\eta$  das torres do BEMC atingidas por partículas carregadas para dados de  $J/\psi$  e *minimum bias*.

(b) Comparação dos espectros de energia das torres do BEMC do lado leste com o lado oeste. Os espectros foram normalizados para conterem o mesmo número de contagens.

**Figura 5.20:** Estudo sobre a origem da assimetria em rapidez dos dados de  $J/\psi$ . O painel da esquerda apresenta a comparação entre os dados de  $J/\psi$  com os de *minimum bias*, indicando uma ineficiência do gatilho no lado oeste ( $\eta < 0$ ). O painel da direita mostra a comparação dos espectros de energia das torres para partículas carregadas com  $\eta > 0$  e  $\eta < 0$  e indica que a origem da assimetria está relacionada à menor eficiência na rejeição a fótons.

isso é possível recalculando a seção de choque. O que se obtém então é

$$\mathcal{B}_{e^+e^-} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy} \Big|_{y=0} = 57 \pm 10(\text{estat.}) \pm 9(\text{sist.}) \text{nb} \quad (5.19)$$

Com o valor recalculado é possível agora voltar a testar a compatibilidade das previsões com a medida experimental, o que é feito na tabela 5.4. Analisando novamente o teste de

Modelo	$\mathcal{B}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{\text{incl.}} ( y  < 1)$	$\mathcal{Z}$
$\psi_1$	0,6	3,4
$\psi_2$	$69 \pm 3$	-0,7
$\psi_3$	$66 \pm 3$	-0,5
$\psi_4$	67	-0,6
$\psi_5$	51	0,4
$\psi_6$	81	-1,5
$\psi_7$	52	0,3

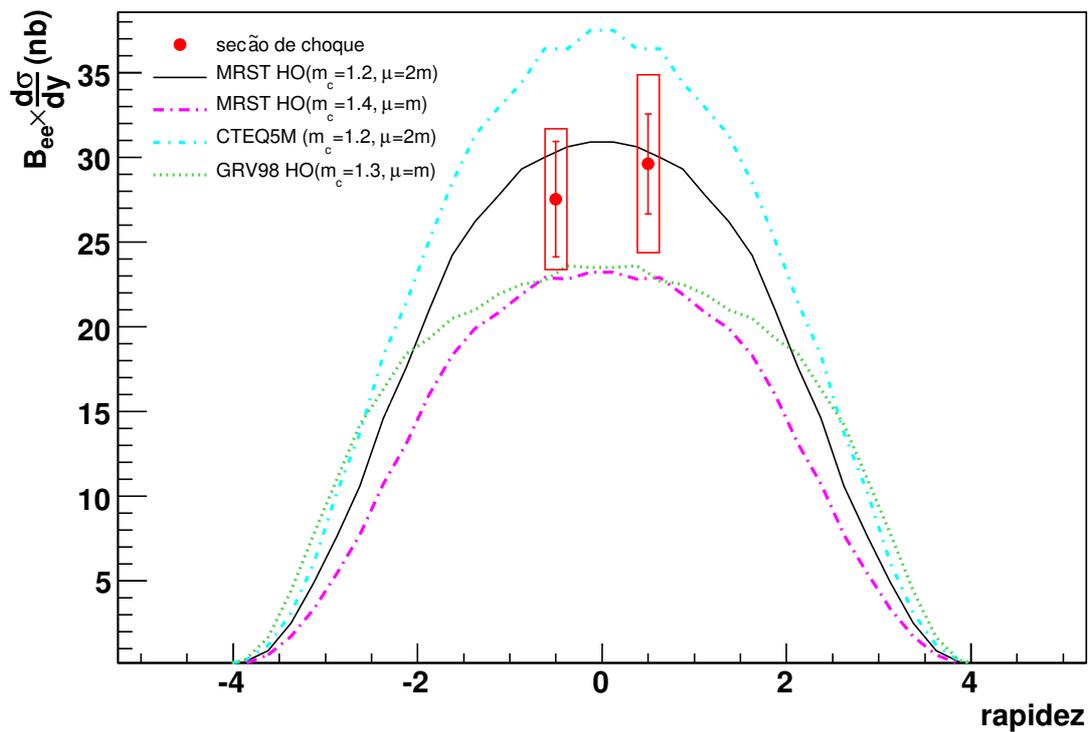
**Tabela 5.4:** Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de  $J/\psi$  em  $|y| < 1$  e o valor experimental obtido, após a correção do número de contagens em  $y < 0$ .

contabilidade, agora com o valor experimental corrigido, é possível verificar que apenas a previsão  $\psi_1$  foi incompatível. Todas as demais previsões foram bastante compatíveis e com exceção de  $\psi_6$ , dentro de uma incerteza. Assim, se reconstrói a distribuição em rapidez da seção de choque corrigida, conforme a figura 5.21. Pela figura é possível verificar a boa compatibilidade entre a medida obtida com as previsões teóricas.

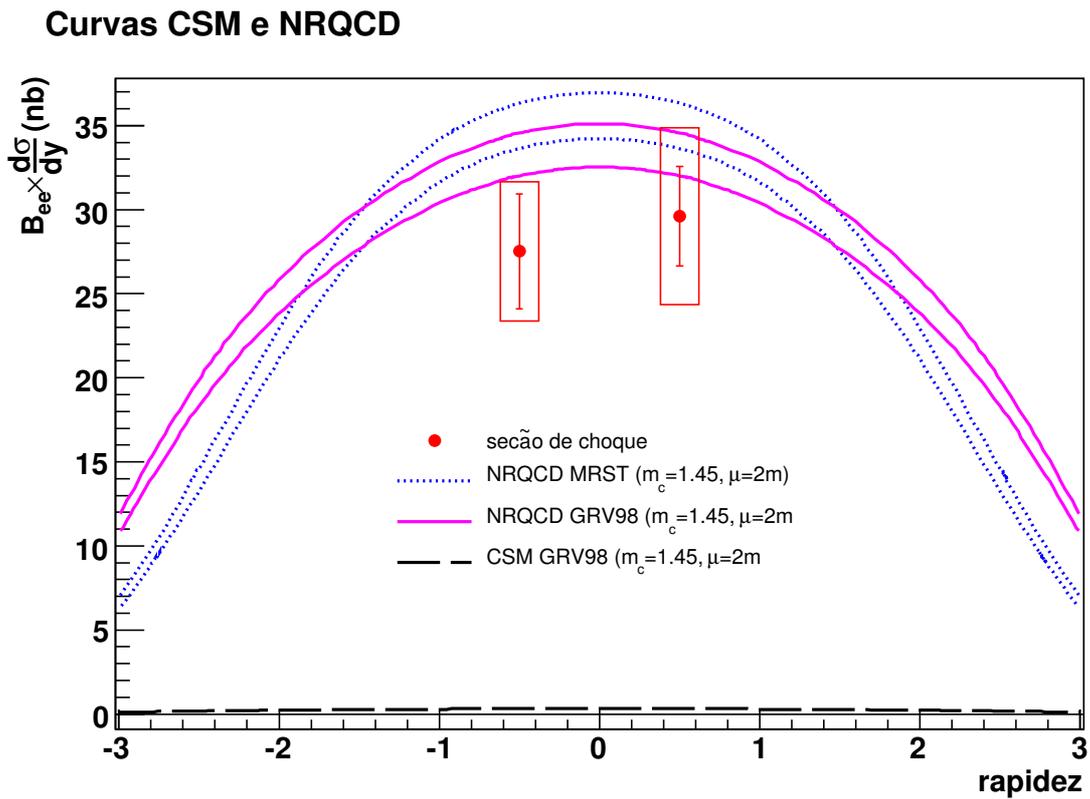
A figura 5.22 apresenta os dados em rapidez comparados às previsões calculadas pelos modelos NRQCD e CSM. Conforme já mencionado anteriormente é nítida a inadequação do CSM para descrever os dados de produção de  $J/\psi$  em colisões  $pp$ . As previsões de NRQCD, no entanto, encontram uma certa sobreposição entre suas faixas de valores com diferentes parametrizações e os pontos experimentais. Contudo a limitada cobertura dos dados experimentais, bem como a limitada estatística, não propiciam uma melhor discriminação entre os modelos.

Outro aspecto importante da medida efetuada é o espectro de momento transversal de  $J/\psi$ . A importância desse espectro é que ele serve como mais uma forma de sondagem

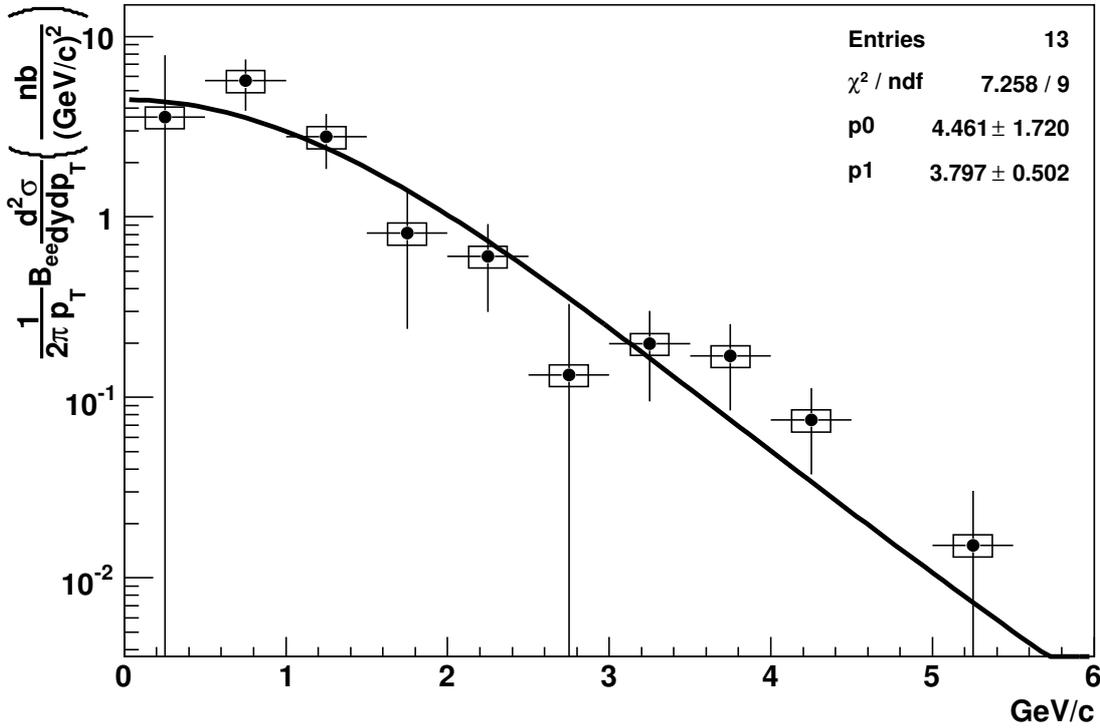
## Curvas CEM



**Figura 5.21:** Seção de choque de produção de  $J/\psi$  corrigida em função da rapidez. As curvas apresentadas correspondem a previsões do CEM calculadas com diferentes parametrizações [39]. Os dados com  $y < 0$  foram corrigidos de acordo com a diferença de eficiência do gatilho existente entre os lados oeste e leste.



**Figura 5.22:** Resultado de  $J/\psi$  em rapidez comparado às previsões de CSM e NRQCD [36]. O destaque fica por conta da curva do CSM. É nítida a inadequação deste último à descrição da produção de  $J/\psi$  para colisões  $pp$ .

Espectro em  $p_T$  de  $J/\psi$ 

**Figura 5.23:** Espectro em  $p_T$  de  $J/\psi$ . Ajustada aos dados a função  $A \times \left(1 + (p_T/B)^2\right)^{-6}$ . As barras de erro computam a incerteza estatística e as caixas, as incertezas sistemáticas de normalização.

das condições do meio formado em colisões de íons pesados. Uma modificação em sua forma pode fornecer relevantes informações sobre a interação dos  $J/\psi$ 's produzidos com o meio, tal como perda de energia. A figura 5.23 apresenta o espectro com o respectivo ajuste da função  $A \times \left(1 + (p_T/B)^2\right)^{-6}$ , enquanto a figura 5.24 apresenta a comparação com o espectro obtido pela colaboração PHENIX com medida obtida à mesma energia de centro de massa.

Devido ao complexo tratamento para extrair  $\langle p_T^2 \rangle$  do ajuste, devido à elevada covariância entre os parâmetros, optou-se por utilizar uma simulação de Monte Carlo que calculou  $\langle p_T^2 \rangle$  discretamente, usando os pontos do espectro de  $p_T$ . Foram feitos sorteios usando uma distribuição gaussiana de cada um dos valores, para cada canal de  $p_T$ . Assim,

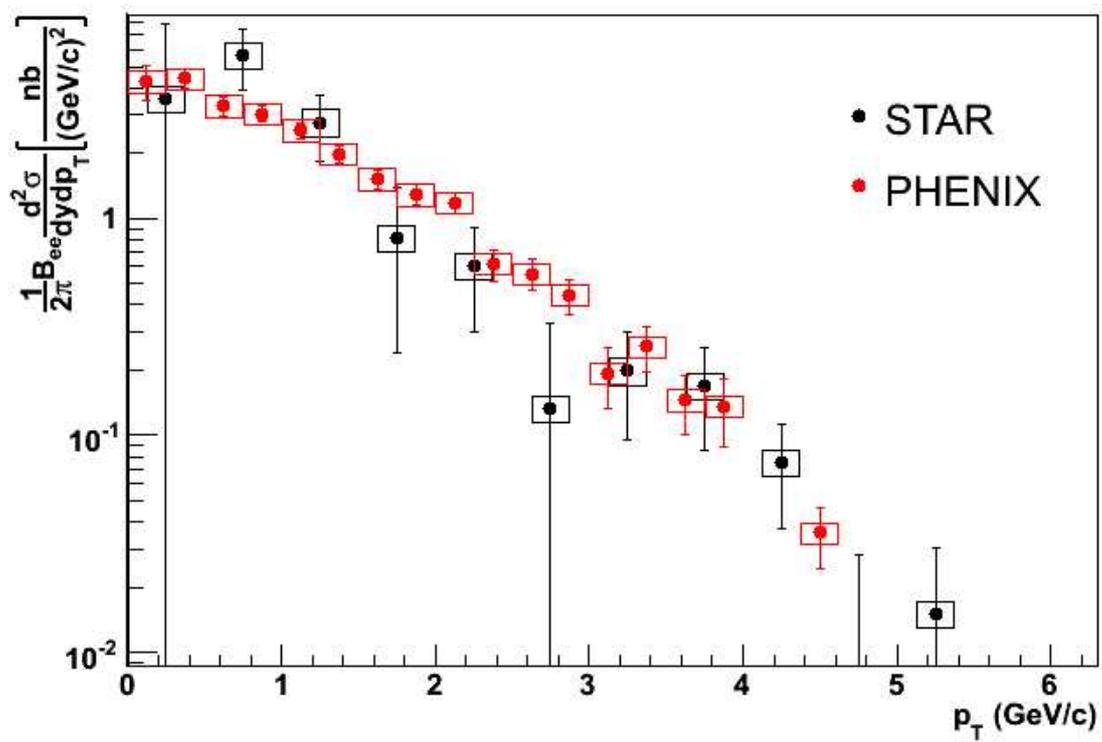
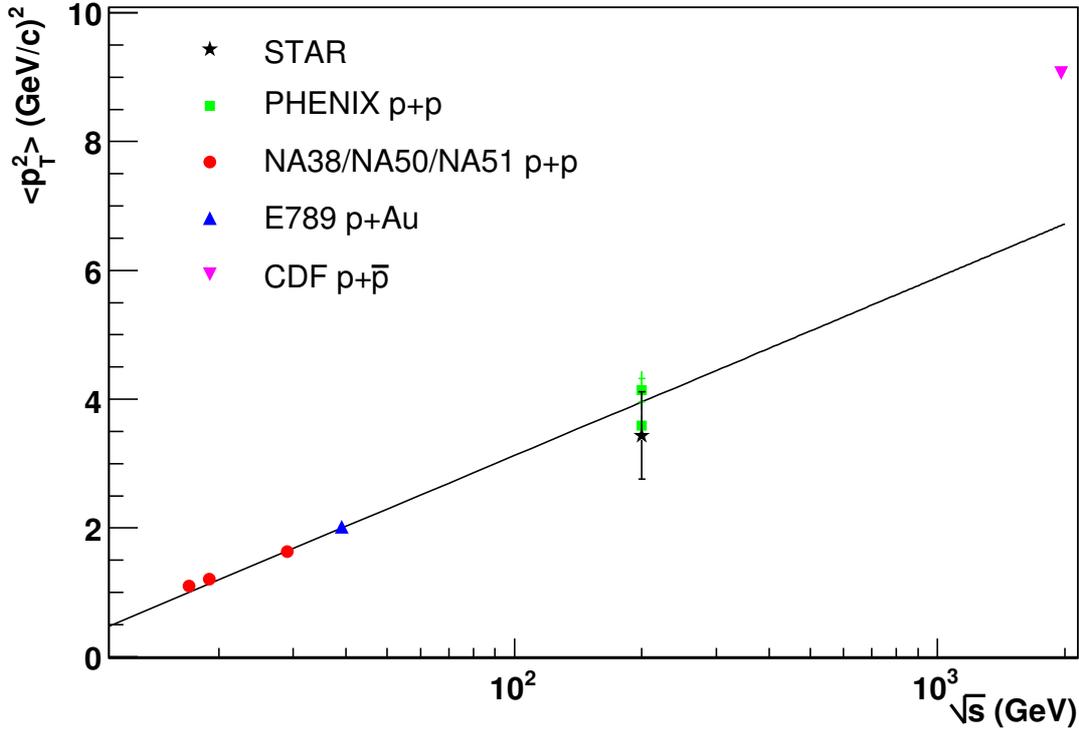


Figura 5.24: Espectro em  $p_T$  de  $J/\psi$  comparado ao espectro da colaboração PHENIX, obtido da referência [85].



**Figura 5.25:**  $\langle p_T^2 \rangle$  de  $J/\psi$  como função da energia de centro de massa. Aos pontos experimentais [85–88] foi ajustada a função  $\langle p_T^2 \rangle = -2,4 + 1,2 \ln(\sqrt{s})$ , conforme apresentado na referência [85]. A barra de erro denota apenas a incerteza estatística.

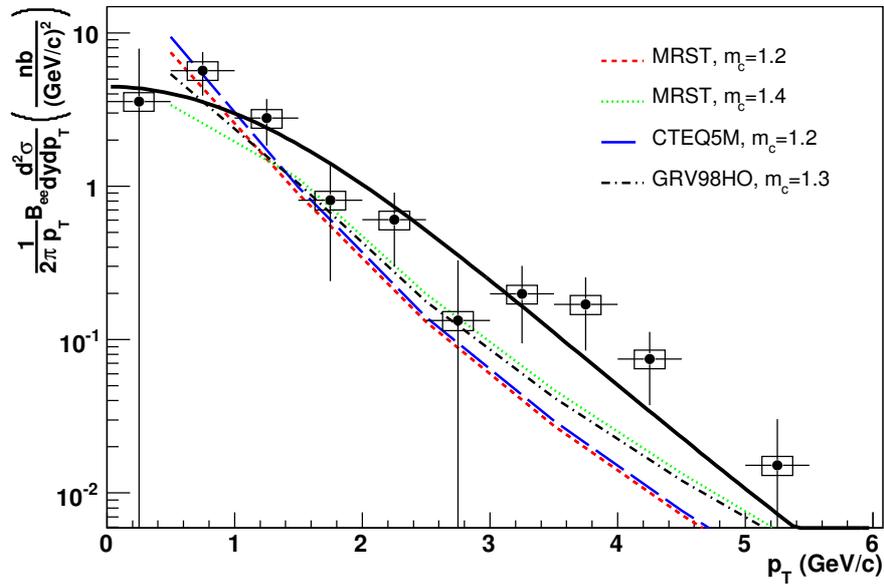
obtinha-se 11 valores sorteados, a partir dos quais se calculou a média com a expressão

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\sum_i p_{T_i}^3 \sigma_i}{\sum_i p_{T_i} \sigma_i} \quad (5.20)$$

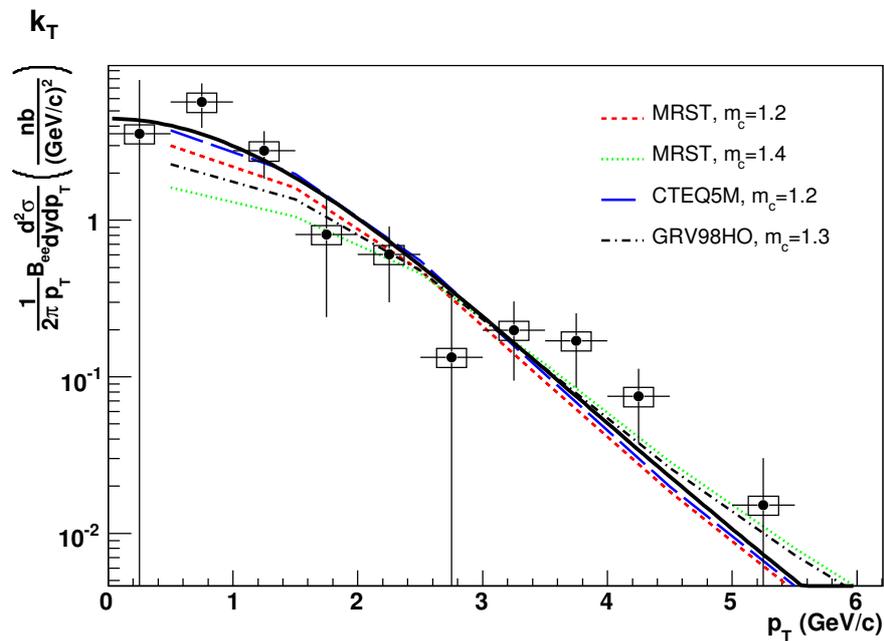
onde  $\sigma_i$  corresponde ao valor  $\frac{1}{2\pi p_T} B_{e^+e^-} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T}$  do canal  $i$ . O procedimento foi repetido de forma a se obter  $10^5$  valores simulados de  $\langle p_T^2 \rangle$ , dos quais foram obtidas a média e o desvio padrão, este último passando a ser considerado a incerteza em  $\langle p_T^2 \rangle$ . Dessa forma o valor final obtido é  $\langle p_T^2 \rangle = 3,43 \pm 0,68$   $(\text{GeV}/c)^2$ .

A figura 5.25 apresenta esse resultado comparado com medidas experimentais em diferentes energias. O ponto experimental obtido com as medidas desse trabalho é compatível com a função linear ajustada retirada da referência [85].

Um outro aspecto importante revelado pela distribuição de momento diz respeito aos



(a) Curvas teóricas que não contemplam o momento transversal dos partons ( $k_T=0$ ).



(b) Curvas teóricas cujas funções de distribuição de partons contemplam o momento transversal dos mesmos. Foi adotado  $\langle k_T^2 \rangle = 1,77 \text{ GeV}^2$ .

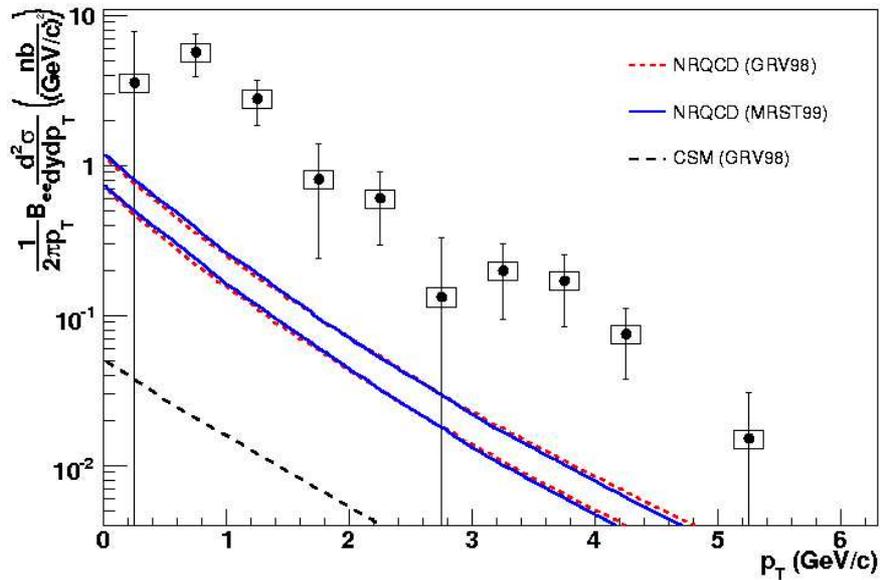
**Figura 5.26:** Espectros de momento transversal dos diferentes modelos apresentados [39, 89] comparados ao espectro com os dados experimentais obtidos e seu respectivo ajuste.

tipos de função de distribuição de partons utilizados nos modelos teóricos adotados para comparação. A figura 5.26 apresenta a comparação entre os diferentes modelos utilizando funções de distribuição que contemplam o momento transversal ( $k_T$ ) - 5.26(b) - e as previsões que não tem essa característica - 5.26(a). É nítido o melhor acordo dos modelos que contemplam o momento transversal com os dados obtidos nessa medida. Mais ainda, na região compreendida dos dados, o ajuste se sobrepõe quase que totalmente com a curva que utiliza a PDF CTEQ5M, embora as incertezas do ajuste o façam compatível com quaisquer uma das curvas apresentadas. A tabela 5.5 apresenta o resultado do teste de  $\chi^2$  aplicado às diferentes curvas em relação aos dados experimentais. Nela é possível verificar a impressão dada pela figura 5.26 de que as curvas obtidas considerando  $k_T$  estão em melhor acordo. Na tabela são apresentados 3 intervalos de confiança comumente adotados, 98%, 95% e 70%. Essa melhor compatibilidade entre as curvas que contem-

Modelo / PDF	$m_c$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\mu$ ( $m_c$ )	$k_T$	$\chi^2$	IC 98%	IC 95%	IC 70%
CEM / MRST	1,2	2	não	13,6	X	X	-
CEM / MRST	1,4	1	não	8,1	X	X	X
CEM / CTEQM	1,2	2	não	15,4	X	-	-
CEM / GRV98	1,3	1	não	9,0	X	X	X
CEM / MRST	1,2	2	sim	3,7	X	X	X
CEM / MRST	1,4	1	sim	4,8	X	X	X
CEM / CTEQM	1,2	2	sim	3,4	X	X	X
CEM / GRV98	1,3	1	sim	3,3	X	X	X

**Tabela 5.5:** Tabela de compatibilidade entre as curvas teóricas de  $p_T$  e o espectro observado.  $m_c$  e  $\mu$  são parâmetros dos modelos que correspondem, respectivamente, à massa do quark  $c$  e à constante de fatorização. As colunas com IC correspondem aos intervalos de confiança com o percentual apresentado. Os modelos aprovados no teste tem um “X” marcado na coluna referente ao teste. Os limites de  $\chi^2$  para cada intervalo são: 98%=[0,9;16,8], 95%=[1,9;14,4] e 70%=[2,7;9,4].

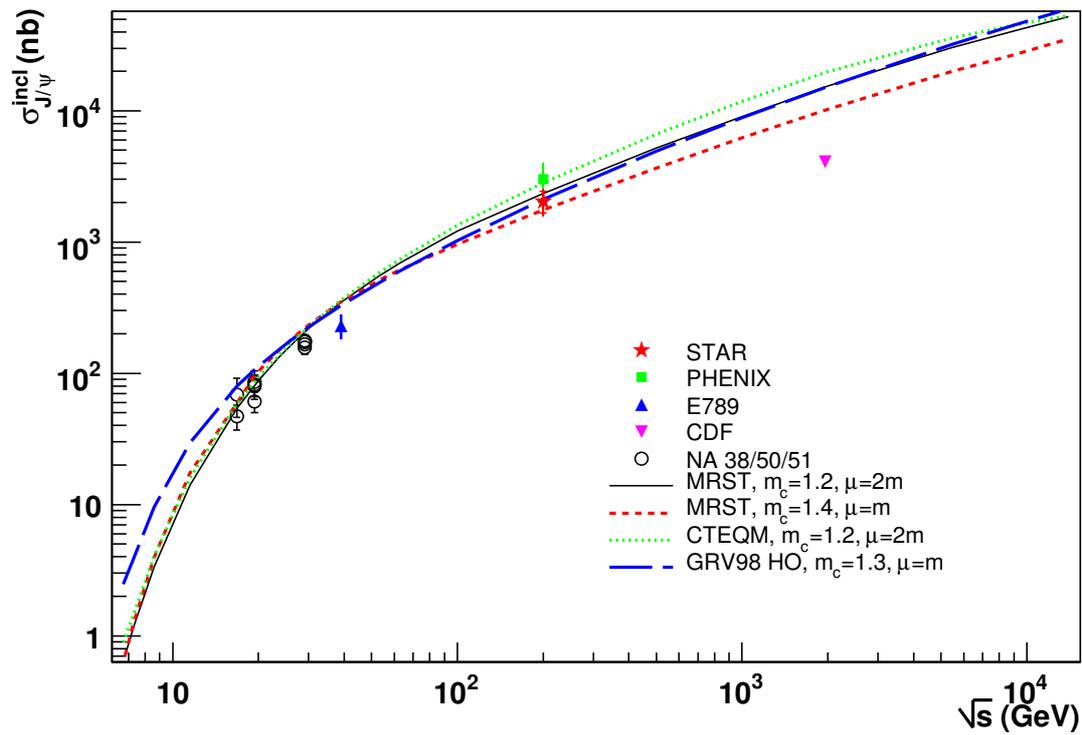
plam  $k_T$  em seus cálculos mostra que a distribuição de momento transversal intrínseca aos partons deve ser considerada. Esse resultado é coerente com análises globais das distribuições de partons anteriores [17], que observaram a necessidade de se incluir um momento transversal inicial significativo pra que se pudesse obter bom acordo entre os cálculos de QCD em NLO [18] com os dados da época [19].



**Figura 5.27:** Espectro em  $p_T$  comparado às previsões de CSM e NRQCD [36]. Mais uma vez confirma-se a subestimação na previsão do CSM em mais de uma ordem de grandeza. A surpresa aqui vem por conta da inadequação da previsão da NRQCD, subestimando a produção em quase uma ordem de grandeza.

Mais uma comparação importante é com os espectros em momento transversal das previsões da NRQCD e do CSM. A figura 5.27 apresenta essa comparação. Embora as duas parametrizações de NRQCD (GRV98 e MRST99) [36] tenham ótimo acordo entre si, elas tem um desvio significativo em relação ao dados, diferentemente do que acontece com as previsões do CEM. Quanto à previsão do CSM, a figura apenas corrobora mais uma vez a inadequação preditiva do modelo para colisões  $pp$ .

Por fim, a figura 5.28 apresenta a dependência da seção de choque total com  $\sqrt{s}$  para os modelos de CEM apresentados [39, 89]. Aqui, o ideal seria obter curvas que representassem a seção de choque de produção em rapidez central ( $|y| < 1$ ), para que houvesse consistência entre a medida obtida e as previsões. No entanto, as previsões encontradas na literatura apresentam a seção de choque integrada em  $y$  total. Assim, para efeito de comparação com as curvas extrapolou-se o valor obtido para  $y$  total. Para a obtenção do valor  $\sigma_{J/\psi}^{incl}$ , foi tomado como fator de normalização a razão entre o valor da seção de choque integrada no intervalo  $-1 < y < 1$ , pela seção de choque total, calculada



**Figura 5.28:** Seção de choque de  $J/\psi$  em função da energia de centro de massa  $\sqrt{s}$ . O resultado deste trabalho - representado por uma estrela - é apresentado juntamente com outros dados experimentais [85–88], mais previsões teóricas calculadas em NLO CEM [39, 89].

para cada um dos modelos compatíveis com os dados experimentais. O valor médio obtido foi de  $47 \pm 3\%$  da seção de choque total. Assim, o valor correspondente para a seção de choque total inclusiva deste trabalho é

$$\mathcal{BR}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{incl} = 122 \pm 23(\text{estat.}) \pm 27(\text{sist.}) \text{ (nb)} \quad (5.21)$$

ou

$$\sigma_{J/\psi}^{incl} = 2, 1 \pm 0, 4 \pm 0, 5 \text{ (}\mu\text{b)} \quad (5.22)$$

Junto às curvas, o valor obtido para  $\sigma_{J/\psi}^{incl}$  neste trabalho, em conjunto com alguns outros pontos experimentais [85–88]. Da figura pode-se concluir que os dados seguem a tendência da sistemática de medidas e o modelo CEM calculado em NLO faz uma boa previsão da produção de  $J/\psi$  em colisões  $pp$  para uma vasta região de energias de centro de massa.

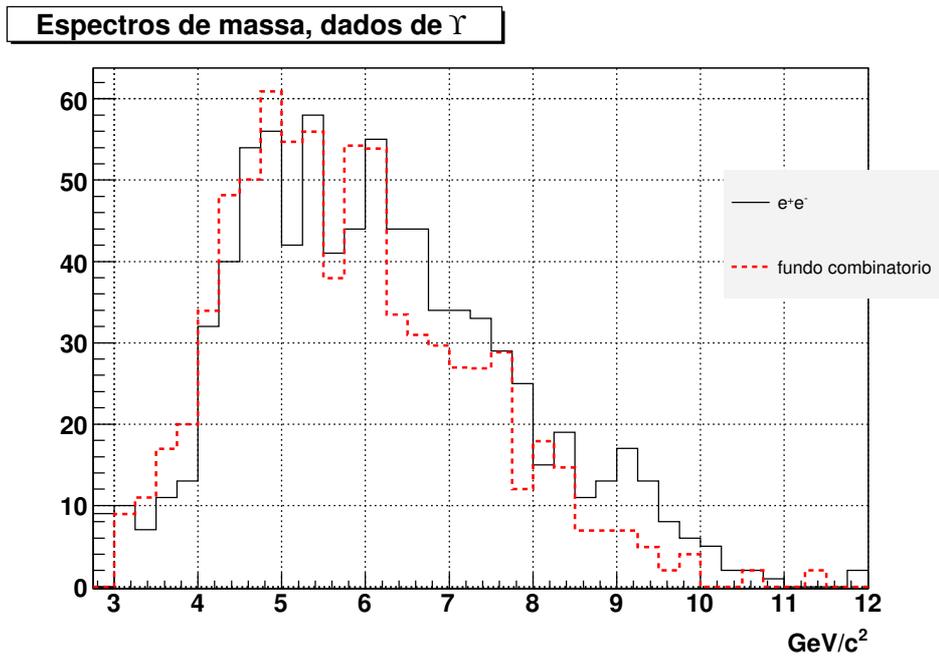
### 5.2.2 Resultados $\Upsilon$

Para a medida de  $\Upsilon$  foram analisados 2 milhões de eventos marcados com esse gatilho (equivalente  $\sim 2 \times 10^{11}$  eventos MB). Foram seguidos basicamente os mesmos passos da análise adotada para  $J/\psi$ . Seguindo o critério estabelecido de se escolher o sistema de cortes que maximizem o valor  $\mathcal{W}$  (equação 5.14), o conjunto de cortes escolhido é o correspondente ao número 20 da tabela 5.1. Com essa escolha determinada, se construiu o espectro de massa de  $\Upsilon$  conforme apresentado na figura 5.29.

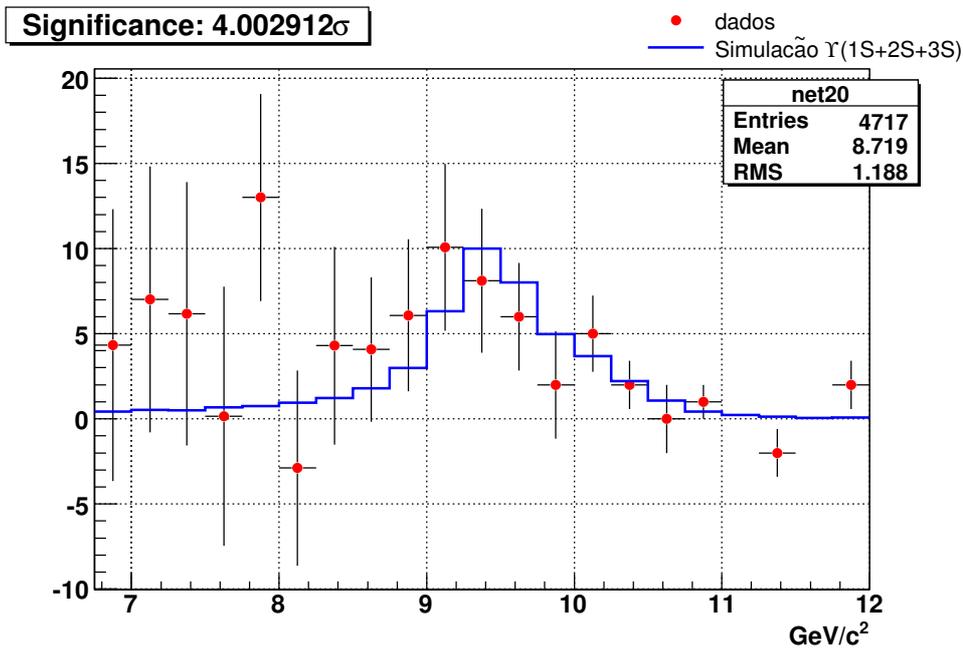
Na figura é possível notar um excesso no número de contagens do espectro de  $e^+e^-$  em relação ao fundo combinatório no painel da esquerda. O painel 5.29 apresenta o sinal já com o fundo subtraído e aos dados foi adicionado a linha simulada via *embedding* com os estados  $\Upsilon(1S+2S+3S)$ <sup>17</sup>. As contagens em cada estado obedecem a proporção  $(2S)/(1S) = 30\%$  e  $(3S)/(1S)=15\%$ , conforme pode ser deduzido das referências [90–92]. O número de  $\Upsilon$ s obtido foi:

---

<sup>17</sup>É importante notar que devido à resolução do TPC e do *bremsstrahlung* de elétrons, não é possível separar os 3 estados.



(a) Espectro de massa reconstruída dos pares  $e^+e^-$  e do respectivo fundo combinatório associado.



(b) Espectro de massa de  $\Upsilon$  após subtração do fundo combinatório. Junto aos dados é apresentada a simulação dos estados  $\Upsilon(1S+2S+3S)$ , construída conforme apresentado na seção 3.2.

**Figura 5.29:** Espectros de massa de  $\Upsilon$ . Em (a) é possível observar, na região de massa do  $\Upsilon$ , um excesso no número de contagens do espectro de  $e^+e^-$  em relação ao fundo combinatório, e em (b) o espectro com o sinal subtraído do fundo.

$$Y_{\Upsilon(1S+2S+3S)} = 51 \pm 12 (estat.) \pm 7 (sist.)$$

A eficiência na detecção dos 3 estados  $\Upsilon$  é apresentada na tabela 5.6. A metodologia adotada para o cálculo dessas eficiências é a mesma adotada na seção 5.2.1. Em média as eficiências são maiores devido ao momento dos  $e^+e^-$  serem mais elevados do que no caso de  $J/\psi$ .

Eficiência	Valor (%)
$\mathcal{E}_{rec}$	92
$\mathcal{E}_e^2$	14
$\mathcal{E}_m$	76
$\mathcal{E}_{geo}$	37
$\mathcal{E}_{\Upsilon}$	<b>3,6 <math>\pm</math> 0,1</b>

**Tabela 5.6:** Tabela de eficiências na medida de  $\Upsilon$ . As incertezas das eficiências intermediárias são todas menores que 1%.

Considerando-se apenas o intervalo de integração em rapidez central como sendo  $-1/2 < y < 1/2$ , temos o número de  $\Upsilon$ :

$$Y_{\Upsilon(1S+2S+3S)} = 38 \pm 10 (estat.) \pm 7 (sist.)$$

A limitação a uma região de integração menor se deve ao fato de que a distribuição em rapidez de  $\Upsilon(1S+2S+3S)$  cai muito mais rapidamente com  $|y|$  do que no caso do  $J/\psi$  [39]. Assim, adicionando ao número de contagens as informações de luminosidade integrada  $\int \mathcal{L}_{\Upsilon} = 9,2 \pm 1,4 \text{ pb}^{-1}$  e a região de integração em rapidez ( $dy=1$ ) a seção de choque diferencial encontrada é

$$\mathcal{BR}_{e^+e^-} \times \left. \frac{d\sigma_{\Upsilon}}{dy} \right|_{y=0} = 114 \pm 29 (estat.) \pm 24 (sist.) \text{ pb} \quad (5.23)$$

O valor obtido para a seção de choque de  $\Upsilon$  mostrou-se de boa compatibilidade com os modelos apresentados. Utilizando-se os critérios de compatibilidade apresentados na seção 5.2.1, e calculada conforme a expressão 5.18 - substituindo-se os índices de  $J/\psi$  por

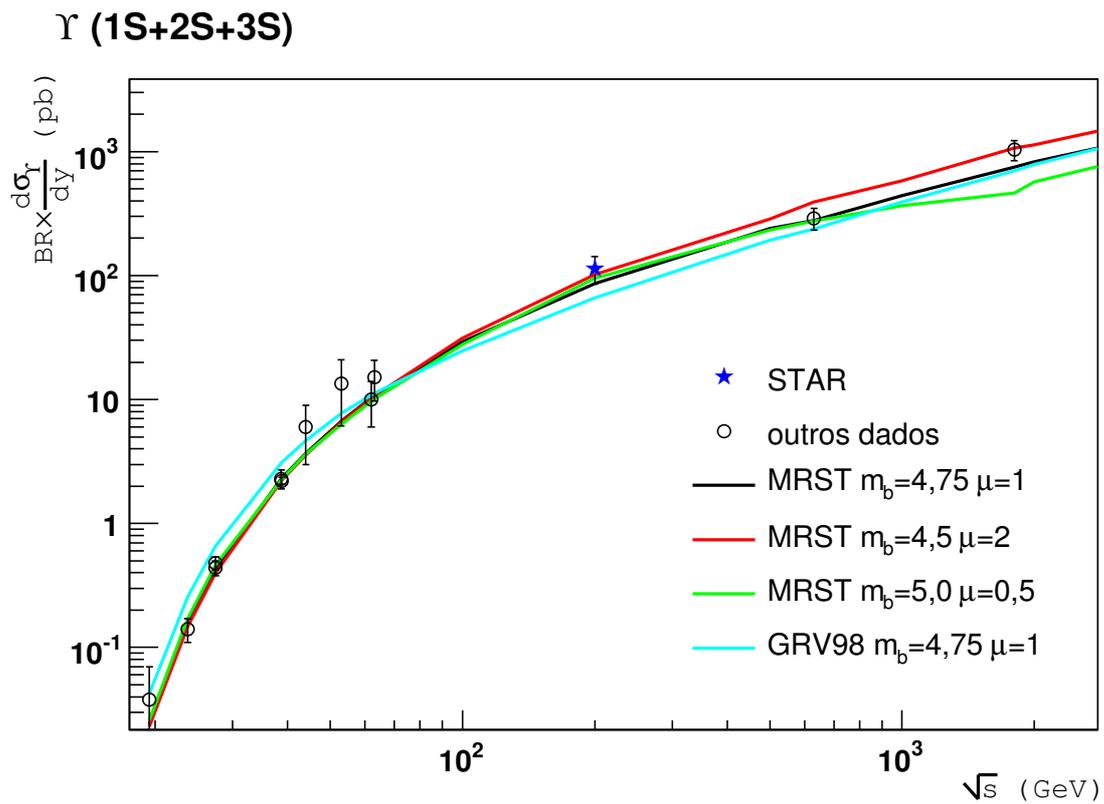
$\Upsilon$  - os valores encontrados são todos com  $|Z| < 3$ , conforme apresentado na tabela 5.7. Apenas a parametrização  $\Upsilon_4$  (GRV98) ficou distante do valor experimental por mais de 1 incerteza.

Modelo	$Z$
$\Upsilon_1$	0,2
$\Upsilon_2$	-0,2
$\Upsilon_3$	0,5
$\Upsilon_4$	1,3

**Tabela 5.7:** Tabela de compatibilidade entre os valores teóricos da seção de choque de produção de  $\Upsilon$  e o valor experimental obtido.

Assim com esse resultado não é possível descartar nenhuma das PDFs utilizadas para o cálculo da seção de choque de produção. A estatística obtida para essa medida é insuficiente para que se possa esboçar distribuições de momento e rapidez. As curvas de seção de choque de produção de  $\Upsilon(1S+2S+3S)$  em função de  $\sqrt{s}$ , das diferentes parametrizações apresentadas nesse trabalho são apresentadas na figura 5.30.

Deve-se ressaltar que as medidas de  $\Upsilon$  no RHIC são extremamente complexas devido às baixas seções de choque. Este trabalho apresenta as primeiras medidas de  $\Upsilon$  em rapidez central no RHIC.



**Figura 5.30:** Seção de choque de produção de  $\Upsilon$  em colisões  $pp$  como função de  $\sqrt{s}$ . Os outros dados experimentais são provenientes de medidas anteriores das colaborações NA38, NA51, NA50, E705, E789 e CDF.



# Capítulo 6

## Conclusões

Este trabalho apresentou as primeiras medidas de *heavy-quarkonium* em colisões *pp* do experimento STAR. Em especial, a medida de  $\Upsilon$  foi a primeira medida em rapidez central dessa ressonância na energia de centro de massa do RHIC.

A medida de  $J/\psi$ , embora não seja inédita neste regime de energia, faz o importante papel de uma verificação experimental independente. O valor obtido de  $\mathcal{BR}_{ee} \times \sigma_{J/\psi}^{incl} = 122 \pm 23(\text{estat.}) \pm 27(\text{sist.})$  (nb) corrobora, dentro de uma incerteza, a medida anterior da colaboração PHENIX, cujo valor obtido é  $\mathcal{BR}_{ll} \times \sigma_{J/\psi}^{incl} = 178 \pm 3(\text{estat.}) \pm 53(\text{sist.}) \pm 18(\text{norm.})$  (nb) [85]. Os resultados em momento transversal e  $\langle p_T^2 \rangle$  também se mostraram compatíveis com os dados do PHENIX. Os resultados obtidos por essa medida foram úteis ainda na comparação com as previsões de alguns modelos, dando alguma luz sobre a parametrização mais apropriada das funções de distribuição de pártons, indicando que, talvez, a importância do momento transversal dos pártons,  $k_T$  seja significativa. Outro ponto interessante na comparação com modelos foi a identificação de uma possível discrepância, ou inadequação, das distribuições de momento das previsões realizadas com o modelo de octeto de cor baseado em NRQCD. Aparentemente essa discrepância havia passado despercebida pelos autores desse cálculo [36] e de outras colaborações. A comparação com previsão de cálculo de CSM adiciona mais um ponto a história de subestimação da seção de choque de produção do modelo colisões hadrônicas.

A medida de  $\Upsilon$ , inédita, traz uma importante contribuição para o conhecimento da

produção de *heavy-quarkonium* nas energias do RHIC. O valor de sua seção de choque de produção,  $\mathcal{B}_{e^+e^-} \times \frac{d\sigma_\Upsilon}{dy}|_{y=0} = 114 \pm 29 (estat.) \pm 24 (sist.)$  (pb), mostrou-se compatível com previsões do modelo CEM e consistente com a evolução em  $\sqrt{s}$  dos demais dados experimentais disponíveis na literatura.

Essa é a primeira e única medida basal a ser utilizada de critério de comparação com a produção de  $\Upsilon$  em colisões *AuAu* obtidas no período experimental recentemente encerrado no RHIC.

Ambas as medidas no entanto, devem considerar que as incertezas são ainda um tanto elevadas e precisam ser melhoradas. O nível atual de incertezas,  $\sim 20\%-30\%$ , reduz as chances de concluir sobre a supressão de *heavy-quarkonia* nas colisões *AuAu* realizadas no RHIC. Isso porque, segundo o modelo de supressão sequencial, se houver dissociação apenas de estados excitados, a redução na seção de choque de produção observada, devido à ausência de *feeddown*, deveria ser da ordem de 40%. No entanto, se as incertezas das medidas, tanto em *pp*, quanto em *AuAu*, persistirem em  $\gtrsim 20\%$ , os resultados experimentais poderão ser inconclusivos.

Esse trabalho foi o primeiro passo do programa de *heavy-quarkonium* da colaboração STAR, que ainda está em desenvolvimento. O sistema de gatilho desenvolvido para essas medidas é essencial para a continuidade desse programa. O sucesso do funcionamento desse gatilho permitiu a evolução do programa e garantiu a medida de  $\Upsilon$  pela colaboração STAR nas colisões *AuAu* do período experimental de 2007 (*run7*). Além disso, uma das principais fontes da incerteza nas medidas obtidas nesse trabalho, que é o material do SVT<sup>1</sup>, no interior do STAR, foi removida ao final do *run7*. A retirada do SVT é apenas uma das ações que fazem parte de um pacote de medidas que visam um *upgrade* do STAR e permitirão a separação entre o estado 1S e (2S+3S) do  $\Upsilon$ .

Com o *upgrade* do experimento STAR, o programa de *heavy-quarkonium* receberá uma série de melhorias, tais como um detector de múons, um detector de tempo de voo ToF<sup>2</sup> com  $2\pi$  de cobertura azimutal e um *upgrade* do DAQ.

O detector de múons reaproveitará as tiras cintiladoras do CTB, reposicionando-as

---

<sup>1</sup>Silicon Vertex Tracker

<sup>2</sup>Time-of-Flight

---

do lado de fora do solenóide. A idéia por trás disso é a de se usar todo o material do STAR, incluindo o material do solenóide, como absorvedores. Simulações em GEANT a respeito da capacidade de absorção do solenóide mostrou que ele é bastante eficaz para píons. O *tracking* dos múons ficaria por conta do TPC, antes de qualquer desvio devido a absorvedores, conferindo boa precisão às medidas de momento dos múons.

O ToF com cobertura de  $|\eta| < 1$  e  $2\pi$  em azimute, provê ao STAR a capacidade de implementar o gatilho de  $J/\psi$  em eventos de altíssima multiplicidade, como colisões  $AuAu$  centrais. Isso porque o ToF poderá desempenhar a função de vetar fótons, realizada neste trabalho pelo CTB, mas com a diferença principal de ser uma precisão espacial muito maior. Enquanto, no caso do CTB, cada cintilador corresponde a área de 10 torres do BEMC, no caso do ToF cada torre do BEMC será coberta por  $\sim 5$  células do ToF. Com isso o veto a fótons torna-se viável em eventos cujo espaçamento entre trajetórias é muito menor que as dimensões dos cintiladores do CTB.

Por último, o *upgrade* do DAQ para DAQ1000, levará a atual freqüência de gravação de eventos de 100 Hz para 1000 Hz. Com isso, quase todo o tempo morto do gatilho será eliminado e será possível gravar praticamente todos os eventos que satisfaçam esses gatilhos melhorando significativamente o tamanho das amostras de *heavy-quarkonia* colhidas.

Em conjunto com essas melhorias do STAR, melhorias em curso no próprio RHIC contribuirão para o aprimoramento dos programas de *heavy-quarkonium* do RHIC e do STAR. Em particular o aumento de luminosidade, em até 40 vezes, deve permitir a ocorrência de eventos raros (tais como  $\Upsilon$ ) em quantidade muito maior num mesmo tempo de máquina.



# Referências Bibliográficas

- [1] David Jeffrey Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, 1987.
- [2] Chris Quigg. *Gauge theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions*. Addison-Wesley, 1983.
- [3] Steven Weinberg. *The First Three Minutes*. Basic Books, 1977.
- [4] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific Publishing, 1994.
- [5] G. Baym and S. A. Chin. Can a neutron star be a giant MIT bag? *Phys. Lett. B*, 62:241–244, 1976.
- [6] Chang-Qun Ma, Chun-Yuan Gao. Quark deconfinement in neutron star cores and the ground state of neutral matter. *arXiv:astro-ph/0706.3243*, Junho 2007.
- [7] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical Review D*, 27:1404–1406, 1983.
- [8] Francis Halzen and Alan D. Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [9] Sandra S. Padula, Sergio F. Novaes. Teoria Quântica de Campos I. Notas de aula, IFT-UNESP, Fevereiro 2007. <http://hep.ift.unesp.br/novaes/TQC/>.
- [10] Taizo Muta. *Foundation of Quantum Chromodynamics: an Introduction*. World Scientific Publishing, 1987.
- [11] Thiago Simonetti Fleury. Hadroprodução de charmonium. Dissertação de mestrado, Instituto de Física - Universidade de São Paulo, Abril 2006.
- [12] J. D. Bjorken. Inequality for Backward Electron- and Muon-Nucleon Scattering at High Momentum Transfer. *Phys. Rev.*, 163:1767 – 1769, 1967.

- [13] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, 179:1547 – 1553, 1969.
- [14] J. I. Friedman, H. W. Kendall and Taylor. Deep Inelastic Scattering: Experimental. Technical report, Department of Energy - EUA, Junho 1971.
- [15] C. G. Callan Jr. and David J. Gross. High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current. *Phys. Rev.Lett.*, 22:156 – 159, 1969.
- [16] A. Bodek, M. Breidenbach, D. L. Dubin, J. E. Elias, J. I. Friedman, H. W. Kendall, J. S. Poucher, E. M. Riordan, M. R. Sogard, D. H. Coward and D. J. Sherden. Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions. *Phys. Rev. D*, 20:1471 – 1552, 1979.
- [17] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne. Parton distributions: a new global analysis. *Eur. Phys. J. C*, 4:463, Março 1998.
- [18] J. Huston *et al.* Global QCD study of direct photon production. *Phys. Rev. D*, 51:6139 – 6145, Junho 1995.
- [19] M. Glück, E. Reya and A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. *Euro. Phys. Journal C*, 5:461–470, 1998.
- [20] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan. Charmonium: Comparison with experiment . *Physical Review D*, 21:203 – 233, Janeiro 1980.
- [21] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D*, 9:3471 – 3495, 1974.
- [22] Committee on the Physics of the Universe (National Research Council - EUA). Connecting Quarks with the Cosmos: Eleven Science Questions for the New Century. Livro eletrônico na internet, The National Academies Press - EUA, 2003. [http://www.nap.edu/catalog.php?record\\_id=10079](http://www.nap.edu/catalog.php?record_id=10079).
- [23] Herbert B. Callen. *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*. John Wiley & Sons, 1985.
- [24] Silvio R. A. Salinas. *Introdução à Física Estatística*. EDUSP, 1997.
- [25] Helmut Satz. Quarkonium Binding and Dissociation: The Spectral Analysis of the QGP. *Nucl.Phys. A*, (783):249–260, 2007, e referências aí contidas.

- [26] J. Polonyi, F. Karsch, H. -T. Elze, U. Heinz, S. Mrówczyński, M. Gyulassy, A. Bialas, W. Czyz, K. Sailer, W. Greiner, B. Mueller, J. -P. Blaizot, J. -Y. Ollitrault, K. S. Lee, E. Schnedermann, P. V. Ruuskanen, P. Koch, H. Satz and R. C. Hwa. *Quark-Gluon Plasma*. World Scientific Publishing, 1990.
- [27] J. Adams *et al.* Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl. Phys. A*, 757:102 – 183, 2005.
- [28] J. Zimányi. Evolution of the concept of Quark Matter: the Janus face of the heavy ion collisions. *Nucl. Phys. A*, 774:25 – 34, 2006.
- [29] C. Adler *et al.* Disappearance of Back-To-Back High- $p_T$  Hadron Correlations in Central Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 90:082302, 2003.
- [30] J. Adams *et al.* Evidence from d+Au Measurements for Final-State Suppression of High- $p_T$  Hadrons in Au+Au Collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 90:082302, 2003.
- [31] J. Adams *et al.* Particle-Type Dependence of Azimuthal Anisotropy and Nuclear Modification of Particle Production in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 92:052302, 2004.
- [32] S. S. Adler *et al.* Elliptic Flow of Identified Hadrons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 91:182301, 2003.
- [33] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin. Radial and elliptic flow at RHIC: further predictions. *Phys. Lett. B*, 503:58–64, 2001.
- [34] Edward Shuryak. Why does the Quark-Gluon Plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid? *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 53:273–303, 2004.
- [35] Edmond L. Berger, Jianwei Qiu, and Yili Wang. Transverse momentum distribution of Upsilon production in hadronic collisions. *Phys. Rev. D*, 71:034007, 2005, e referências aí contidas.
- [36] Fred Cooper, Ming X. Liu, and Gouranga C. Nayak.  $J/\psi$  Production in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys. Rev. Lett.*, 93:171801, 2004, e referências aí contidas.
- [37] N. Brambilla *et al.* Heavy Quarkonium Physics. Cern yellow report, CERN, 2005. arXiv:hep-ph/0412158v2.

- [38] M. B. Gay Ducati and C. B. Mariotto. The color evaporation model in diffractive  $J/\psi$  photoproduction. *Phys. Lett. B*, 464:286–292, 2000, e referências aí contidas.
- [39] Ramona Vogt. Baseline Predictions for Open and Hidden Heavy Flavor Production at RHIC-II. Seminário, RHIC - Heavy Flavor Working Group, Julho 2006.
- [40] Chen Zhong for the STAR Collaboration. Scaling of the charm cross-section and modification of charm  $p_T$  spectra at RHIC. *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys*, 34:S741–S744, 2007.
- [41] J. Adams *et al.* Open charm yields in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev.Lett.*, 94:062301, Fevereiro 2005.
- [42] S. S. Adler *et al.* Centrality Dependence of Charm Production from a Measurement of Single Electrons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev.Lett.*, 94:082301, Março 2005.
- [43] M. J. Leitch. Overview of Charm Physics at RHIC. *arXiv:nucl-ex/0610031*, Outubro 2006, e referências aí contidas.
- [44] Larry McLerran. The Color Glass Condensate and Small x Physics: 4 Lectures. *Lect.Notes Phys*, 583:291–334, 2002.
- [45] Thorsten Kollegger. Search for Upsilon in Heavy-Ion Collisions with the STAR Detector. Tese de doutorado, Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main, Dezembro 2005.
- [46] M. Harrison, T. Ludlam and S. Ozali. RHIC project overview. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:4–244, 2003.
- [47] T. Ludlam. Overview of experiments and detectors at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:428–432, 2003.
- [48] P. Thieberger, M. McKeown, H.E. Wegner. Tests For Pulsed High-current Heavy-Ion Synchrotron Injection with an MP-Tandem Van De Graaff. *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, NS-30:2746–2748, 1983.
- [49] A. G. Ruggiero. Tandems as injectors for synchrotrons. *Nucl. Instrum. Meth.*, 328:3–9, Abril 1993.
- [50] P. Thieberger. Possible use of synchrotrons as post-acceleration boosters for tandems. *Nucl. Instrum. Meth.*, 220:209–210, 1984.

- [51] H. Hahn, E. Forsyth, H. Foelsche, M. Harrison, J. Kewisch, G. Parzen, S. Peggs, E. Raka, A. Ruggiero, A. Stevens, et al. The RHIC design overview. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:245–263, 2003.
- [52] K. H. Ackermann, N. Adams, C. Adler, Z. Ahammed, S. Ahmad, C. Allgower, J. Amonett, J. Amsbaugh, B. D. Anderson, M. Anderson, et al. STAR detector overview. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:624–632, 2003.
- [53] J. W. Harris, , D. L. Adams, N. Added, S. Ahmad, S. A. Akimenko, B. D. Anderson, G. T. Anderson, R. M. Anjos, A. Aprahamian, et al. RHIC project overview. *Nucl. Phys. A*, 566:277–285, 1994.
- [54] F. Bergsma, C. O. Blyth, R. L. Brown, W. Dieffenbach, A. Etkin, K. J. Foley, P. -A. Giudici, W. J. Leonhardt, W. Love, J. A. Mills, et al. The STAR detector magnet subsystem. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:633–639, 2003.
- [55] R. Bellwied, R. Beuttenmuller, H. Caines, W. Chen, D. DiMassimo, H. Dyke, D. Elliot, V. Eremin, M. Grau, G. W. Hoffmann, et al. The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:640–651, 2003.
- [56] L. Arnold, J. Baudot, D. Bonnet, A. Boucham, S. Bouvier, J. Castillo, J. P. Coffin, C. Drancourt, B. Erasmus, L. Gaudichet, et al. The STAR silicon strip detector (SSD). *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:652–658, 2003.
- [57] Thomas Lohse and Werner Witzeling. *Instrumentation on High Energy Physics*, volume 9th of *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, chapter The Time Projection Chamber, pages 82–156. World Scientific Publishing, 1993.
- [58] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, R. Bossingham, F. Bieser, R. Brown, M. Burks, M. Calderón de la Barca Sánchez, D. Cebra, M. Cherney, et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:659–678, 2003.
- [59] F. S. Bieser, H. J. Crawford, J. Engelage, G. Eppley, L. C. Greiner, E. G. Judd, S. R. Klein, F. Meissner, R. Minor, Z. Milosevich, et al. The STAR trigger. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:766–777, 2003.
- [60] M. Beddo, E. Bielick, T. Fornek, V. Guarino, D. Hill, K. Krueger, T. LeCompte, D. Lopiano, H. Spinka, D. Underwood, et al. The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:725–739, 2003.

- [61] C. E. Allgower, B. D. Anderson, A. R. Baldwin, J. Balewski, M. Belt-Tonjes, L. C. Bland, R. L. Brown, R. V. Cadman, W. Christie, I. Cyliax, *et al.* The STAR endcap electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:740–750, 2003.
- [62] L. Kotchenda, S. Kozlov, P. Kravtsov, A. Markov, M. Strikhanov, B. Stringfellow, V. Trofimov, R. Wells and H. Wieman. STAR TPC gas system. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:703–712, 2003.
- [63] M. Anderson, F. Bieser, R. Bossingham, D. Cebra, E. L. Hjort, S. R. Klein, S. Kleinfelder, C. Q. Vu and H. Wieman. A readout system for the STAR time projection chamber. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:679–691, 2003.
- [64] William R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1993.
- [65] J. M. Landgraf, M. J. LeVine, A. Ljubicic, J. M. Nelson, D. Padrazo and M. W. Schulz. An overview of the STAR DAQ systems. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:762–765, 2003.
- [66] Hank Crawford. STAR Trigger Introduction. Página na internet, STAR Collaboration, Novembro 2003. [http://www.star.bnl.gov/STAR/trg/runschool/DSM\\_Tree\\_2005.pdf](http://www.star.bnl.gov/STAR/trg/runschool/DSM_Tree_2005.pdf).
- [67] C. Adlera, A. Denisovb, E. Garciac, M. Murrayd, H. Strobelea and S. White. The RHIC zero-degree calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:433–436, 2003.
- [68] B. G. Gibbard and T. G. Throwe. The RHIC computing facility. *Nucl. Instrum. Meth.A*, 499:814–818, 2003.
- [69] Dick Watson and John Wilson. High Perform Storage System. Página na internet, HPSS Collaboration, Junho 2007. <http://www.hpss-collaboration.org/hpss/>.
- [70] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna and Peter Skands. Pythia. Página na internet, Lund University, Junho 2007. <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [71] Sven Ravndal. GEANT. Página na internet, CERN, Março 1995. [http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/tutorial/manual/tutorial\\_1.html](http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/tutorial/manual/tutorial_1.html).
- [72] Maxim Potkhin. STAR Simulation Pages. Página na internet, STAR Collaboration - Brookhaven National Laboratory, Setembro 2006. <http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/simu/newsite/>.

- [73] G. Van Buren, L. Didenko, J. Dunlop, Y. Fisyak, J. Lauret, A. Lebedev, B. Stringfellow, J.H. Thomas, H. Wieman. Correcting for Distortions due to Ionization in the STAR TPC. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 566:22–25, 2006.
- [74] A. Shor and R. Longacre. Effects of secondary interactions in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions using the HIJET event generator. *Phys. Lett. B*, 218:100–104, 1989.
- [75] J. Adams *et al.* Measurements of transverse energy distributions in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV. *Phys. Rev. C*, 70:054907, 2004.
- [76] T. M. Cormier, A. I. Pavlinov, M. V. Rykov, V. L. Rykov and K. E. Shestermanov. STAR barrel electromagnetic calorimeter absolute calibration using “minimum ionizing particles” from collisions at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 483:734–746, 2002.
- [77] R. K. Bock, R. Frühwirth, H. Grote, D. Notz, M. Regler. *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics*. Cambridge University Press, 1999.
- [78] W. B. Atwood *et al.* Tracking with the ALEPH TPC. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 38:432–440, 1991.
- [79] Dietrich Liko. Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method. Star Note SN0087, STAR Collaboration, Abril 1994.
- [80] Brian Lasiuk, Thomas Ullrich. Star C++ Class Library - User Guide and Reference Manual. Manual de referência, STAR Collaboration, Maio 2001.
- [81] Hans Bichsel. Comparison of Bethe-Bloch and Bichsel Functions. Star Note SN0439, STAR Collaboration, Fevereiro 2002.
- [82] Rene Brun, Fons Rademakers. The ROOT System Home Page. Página de internet e manuais *on-line.*, CERN, Junho 2006. <http://root.cern.ch/root/>.
- [83] Roger Barlow. Systematic Errors: Facts and Fictions. *arXiv:hep-ex/0207026*, Julho 2002.
- [84] T. Ullrich, Z. Xu. Treatment of Errors in Efficiency Calculations. *arXiv:physics/0701199*, Janeiro 2007.
- [85] A. Adare *et al.*  $J/\psi$  Production versus Transverse Momentum and Rapidity in p+p Collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98:232002, 2007.

- [86] Olivier Drapier. Étude des distributions en impulsion transverse des dimuons produits dans les collisions noyau-noyau auprès du SPS du CERN. Thèse d'habilitation, Université Claude Bernard - Lyon 1, Junho 1998.
- [87] D. Acosta *et al.* Measurement of the  $J/\psi$  meson and  $b$ -hadron production cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}=1960$  GeV. *Physical Review D*, 71:032001, 2005.
- [88] M. H. Schub *et al.* Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  production in 800 GeV/c proton-gold collisions. *Physical Review D*, 52:1307, 1995.
- [89] A. D. Frawley, F. Karsch, T. Ullrich and R. Vogt. RHIC-II Heavy Flavor White Paper. Relatório, RHIC - Heavy Flavor Working Group, Julho 2006. <http://rhicii-science.bnl.gov/heavy/>.
- [90] G. Moreno *et al.* Dimuon production in proton - copper collisions at  $\sqrt{s}=38.8$  GeV. *Physical Review D*, 43:2815–2836, Maio 1991.
- [91] K. Ueno *et al.* Evidence for the Upsilon" and search for new narrow resonances. *Phys. Rev.Lett.*, 42:486–489, Fevereiro 1979.
- [92] F. Abe *et al.*  $\Upsilon$  production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV. *Phys. Rev.Lett.*, 75:4358, Dezembro 1995.

# Apendice A - Códigos Utilizados

Neste apêndice estão anexados os códigos utilizados no sistema de monitoramento dos gatilhos de *heavy-quarkonia* conforme apresentado no capítulo 2. Na figura 1 é apresentado um fluxograma do processamento dos dados do gatilho até a página do sistema de monitoramento do gatilho. Na seqüência, na forma de seções, estão reproduzidos os códigos mencionados no fluxograma. Alguns desses códigos foram em colaboração com o Dr. Pibero Djawotho da Universidade de Indiana.

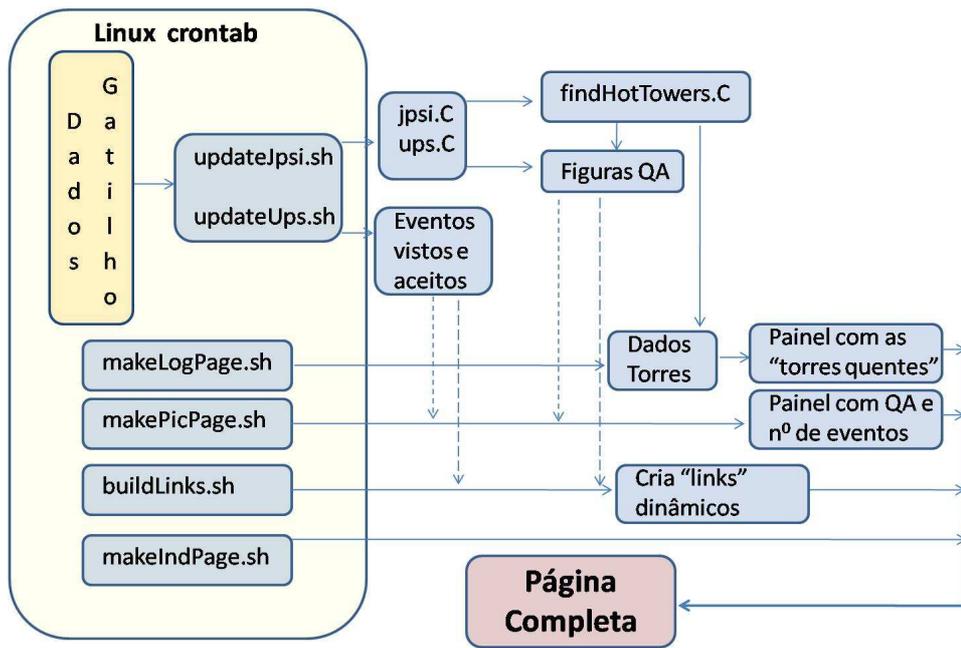


Figura 1: Processamento de dados para o sistema de monitoramento do gatilho.

## updateJpsi.sh e updateUps.sh

Esses programas foram responsáveis por capturar diretamente dos arquivos salvos pelo sistema de gatilho, as informações necessárias à construção das figuras de QA, bem como as informações do número de eventos aceitos e totais. Abaixo está reproduzido apenas o código da versão para os dados de  $J/\psi$ , mas a versão para o  $\Upsilon$  é idêntica, mudando apenas os nome das variáveis de texto (de “jpsi” para “ups”).

```

#!/bin/sh
# Pibero Djawotho <pibero@indiana.edu>
# Indiana University
# April 2, 2006
# Mauro Cosentino
# University of Sao Paulo
# April 26, 2006

```

```

WEB_DIR=/star/u/mcosent/trigger/webmonitor/webtest

```

---

```
HTML_FILE=$WEB_DIR/jpsi.html
```

```
LAST_RUN_NUMBER='awk '/^<td><a
href=\"[0-9]+\ »[0-9]+<\a><\td>$/ { sub(/^<td><a href=\", ); sub(/\"[0-9]+<\a><\td>
) ; print }' $HTML_FILE | tail -1'
```

```
for LOG_FILE in /direct/trgdata/run*.l2jpsi.log
```

```
do
```

```
EVENTS_SEEN='awk '/^Events seen: / { sub(/^Events seen: /, ); print }' $LOG_FILE'
```

```
EVENTS_ACCEPTED='awk '/^Events accepted: / { sub(/^Events accepted: /, );
print }' $LOG_FILE'
```

```
RUN_NUMBER='echo $LOG_FILE | sed
```

```
's/^.*run\([0-9]*\)\.l2jpsi\.log$/\1/''
```

```
if [ $RUN_NUMBER -gt $LAST_RUN_NUMBER ]
```

```
then
```

```
DONE_FILE='echo $LOG_FILE | sed 's/l2jpsi\.log$/done/'
```

```
if [ -f $DONE_FILE ]
```

```
then
```

```
HISTO_FILE='echo $LOG_FILE | sed 's/log$/histo.bin/''
```

```
if [ -f $HISTO_FILE ]
```

```
then
```

```
RUN_DIR=$WEB_DIR/$RUN_NUMBER
```

```
mkdir -p $RUN_DIR
```

```
cd $RUN_DIR
```

```
ROOT_FILE='basename $HISTO_FILE | sed 's/bin$/root/''
```

```
$HOME/bin/bin2root $HISTO_FILE $ROOT_FILE
```

```
root -q -b $HOME/macros/jpsi.C\(\"$ROOT_FILE\")
```

```
rm -f $ROOT_FILE
```

```
$HOME/bin/makeLogPage.sh
```

```

$HOME/bin/makePicPage.sh
$HOME/bin/makeIndPage.sh
cat » $HTML_FILE «EOF
<tr>
<td><a href="$RUN_NUMBER»$RUN_NUMBER</a></td>
<td>$EVENTS_SEEN</td>
<td>$EVENTS_ACCEPTED</td>
</tr>
EOF
fi
fi
fi
done”

```

## jpsi.C e ups.C

Aqui é reproduzido o código que de fato captura as figuras de QA dos arquivos originados no sistema de gatilho com dados preliminares. A mesma observação sobre as diferenças entre os programas para  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  apresentada na seção anterior aplica-se aqui.

```

#include <vector>
#include <string>
#include "/afs/rhic/star/users/mcosent/macros/findHotTowers.C"
using namespace std;

void jpsi(const Char_t* name)

//
// Get run number

```

---

```
//
Int_t runNumber;
sscanf(name, "run%d.l2jpsi.histo.root", &runNumber);

//
// Open ROOT file
//
TFile* file = new TFile(name);

//
// Create canvas
//
TCanvas* c1 = new TCanvas("c1", "c1");

//
// Turn on underflow and overflow in statistics display
//
gStyle->SetOptStat(111111);

//
// Plot invariant mass
//
TH1* invMass = (TH1*)file->Get("invMass");
const Float_t max = invMass->GetMaximum();
invMass->SetAxisRange(0, 6);
invMass->Draw();

vector<string> names;
vector<TLine*> lines;
```

```
names.push_back("#psi(1S)");
lines.push_back(new TLine(3.09687, 0, 3.09687, max));

names.push_back("#psi(2S)");
lines.push_back(new TLine(3.68596, 0, 3.68596, max));

names.push_back("#psi(3770)");
lines.push_back(new TLine(3.770, 0, 3.770, max));

names.push_back("#psi(4040)");
lines.push_back(new TLine(4.040, 0, 4.040, max));

names.push_back("#psi(4160)");
lines.push_back(new TLine(4.160, 0, 4.160, max));

names.push_back("#psi(4415)");
lines.push_back(new TLine(4.415, 0, 4.415, max));

TLegend* leg = new TLegend(0.116379, 0.635593, 0.326149, 0.862288);
for (UInt_t i = 0; i < lines.size(); ++i)
leg->AddEntry(lines[i], names[i].c_str(), "L");
lines[i]->SetLineColor(i+2);
lines[i]->Draw();

leg->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_invMass.png", runNumber));

//
```

---

```
// Plot timing
//
TH1* timing = (TH1*)file->Get("timing");
timing->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_timing.png", runNumber));

//
// Plot number of L0 seeds
//
TH1* numberOfL0Seeds = (TH1*)file->Get("numberOfL0Seeds");
numberOfL0Seeds->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_numberOfL0Seeds.png", runNumber));

//
// Plot number of L2 seeds
//
TH1* numberOfL2Seeds = (TH1*)file->Get("numberOfL2Seeds");
numberOfL2Seeds->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_numberOfL2Seeds.png", runNumber));

//
// Plot energy of L0 cluster
//
TH1* energyOfL0Cluster = (TH1*)file->Get("energyOfL0Cluster");
energyOfL0Cluster->SetAxisRange(0, 10);
energyOfL0Cluster->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_energyOfL0Cluster.png", runNumber));

//
```

```

// Plot energy of L2 cluster
//
TH1* energyOfL2Cluster = (TH1*)file->Get("energyOfL2Cluster");
energyOfL2Cluster->SetAxisRange(0, 10);
energyOfL2Cluster->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_energyOfL2Cluster.png", runNumber));

// // Plot cos(theta) // TH1* cosTheta = (TH1*)file->Get("cosTheta");
cosTheta->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_cosTheta.png", runNumber));

// // Plot high towers // TH1* highTowers = (TH1*)file->Get("highTowers");
highTowers->Draw();
c1->Print(Form("jpsi_%d_highTowers.png", runNumber));
findHotTowers(name,1);
”

```

## findHotTowers.C

O código a seguir era o responsável por identificar as torres ruidosas dentro de um determinado *run*. Sua busca se baseava nos arquivos pré analisados pelos códigos acima.

```

#include <fstream.h>
void findHotTowers(const Char_t* filename,
const Int_t nEvents, //number of events seen
const Int_t nAccept,
const float rateOfEvents, // towerHits/acceptedEvents minimum to bo hot candidate
const short option) //particle choice: jpsi=1; upsilon=2
{ cout<<"called ok!<<endl;
TFile* file = new TFile(filename);

```

---

```
TH1* highTowers = (TH1*)file->Get("highTowers");
//////// Counting Threshold to Mark a Hot candidate //////////
short countThresh = nAccept*rateOfEvents*1.0; //////////
////////////////////////////////////
char seenDat[100], accDat[100], threshDat[100], nCandDat[100], runNumDat[100];
char daqIdList[100], countList[100], dirName[100], pctDat[100];
int runNumber, nHot=0, pct=rateOfEvents*100.0;
printf(dirName, "/star/u/mcosent/trigger/webmonitor/webtest/");
cout<<"variable creation and imports ok!"<<endl;
if(option==1){
  sscanf(filename, "run%d.l2jpsi.histo.root", &runNumber);
  printf(daqIdList, "%sdaqId_J.list", dirName);
  printf(countList, "%scount_J.list", dirName);
  printf(seenDat, "%sseenJ.dat", dirName);
  printf(accDat, "%saccJ.dat", dirName);
  printf(nCandDat, "%snCandJ.dat", dirName);
  printf(threshDat, "%sthreshJ.dat", dirName);
  printf(pctDat, "%spctJ.dat", dirName);
}
else{
  sscanf(filename, "run%d.l2ups.histo.root", &runNumber);
  printf(daqIdList, "%sdaqId_U.list", dirName);
  printf(countList, "%scount_U.list", dirName);
  printf(seenDat, "%sseenU.dat", dirName);
  printf(accDat, "%saccU.dat", dirName);
  printf(nCandDat, "%snCandU.dat", dirName);
  printf(threshDat, "%sthreshU.dat", dirName);
  printf(pctDat, "%spctU.dat", dirName);
}
```

```
sprintf(runNumDat,"%srunNumber.dat",dirName);
ofstream outDaq(daqIdList);
ofstream outCount(countList);
ofstream outThresh(threshDat);
ofstream outSeen(seenDat);
ofstream outAcc(accDat);
ofstream outPct(pctDat);
ofstream outRunN(runNumDat);
for (Int_t i = 1;
i <= 4800;
i++) { Stat_t c = highTowers->GetBinContent(i);
if (c >= countThresh && countThresh>0) {
outDaq« i-1 «endl;
outCount« c «endl;
nHot++;
}
}
outThresh « countThresh;
outSeen « nEvents;
outAcc « nAccept;
outPct « pct;
outRunN « runNumber;
outDaq.close();
outCount.close();
outThresh.close();
outSeen.close();
outAcc.close();
outPct.close();
outRunN.close();
```

---

}”

## makeIndPage.sh

O primeiro desses códigos apresentados a seguir, o “makeIndPage.sh”, é o código que compõem a tela inicial, organizando os conteúdos obtidos pelos outros programas.

```
“#!/bin/sh
# index web page maker
# Mauro Cosentino
# University of Sao Paulo
# April 26, 2006
LOC_DIR=$HOME/trigger/webmonitor/webtest
HTML_FILE=$LOC_DIR/index.html
rm $HTML_FILE
cat >> $HTML_FILE << EOF
```

```
<html>
<frameset cols="25%,75%" >
<frame src="log.html" >
<frame src="pics.html" >
</frameset>
</html>
```

```
EOF ”
```

## makeLogPage.sh

O próximo código é responsável por construir o painel esquerdo da página, que registra e apresenta o número de torres com contagens acima do limite estabelecido para

aquele *run* e discrimina abaixo as identidades (números) dessas torres.

```
“#!/bin/sh
```

```
# log web page maker
```

```
# Mauro Cosentino
```

```
# University of Sao Paulo
```

```
# April 26, 2006
```

```
RUN_NUMBER='cat runNumber.dat'
```

```
LOC_DIR=$HOME/trigger/webmonitor/webtest
```

```
HTML_FILE=$LOC_DIR/log.html
```

```
DAQID_J=('cat $LOC_DIR/daqId_J.list')
```

```
COUNT_J=('cat $LOC_DIR/count_J.list')
```

```
NUM_CAND_J='cat $LOC_DIR/nCandJ.dat'
```

```
THRESH_J='cat $LOC_DIR/threshJ.dat'
```

```
PCT_J='cat $LOC_DIR/pctJ.dat'
```

```
DAQID_U=('cat $LOC_DIR/daqId_U.list')
```

```
COUNT_U=('cat $LOC_DIR/count_U.list')
```

```
NUM_CAND_U='cat $LOC_DIR/nCandU.dat'
```

```
THRESH_U='cat $LOC_DIR/threshU.dat'
```

```
PCT_U='cat $LOC_DIR/pctU.dat'
```

```
rm $HTML_FILE
```

```
cat >> $HTML_FILE <<EOF
```

```
<html>
```

```
<head><title>2006 Quarkonia Level-2 run $RUN_NUMBER </title></head>
```

```
Rate of events* to tresh=$PCT_J%<br> Count threshold=$THRESH_J<br>
```

```
Rate of events** to tresh=$PCT_U%<br> Count threshold=$THRESH_U<br>
```

```
<font color="gray"><small>* J/Psi; ** Upsilon</small></font><br>
```

```
<b>Run $RUN_NUMBER <font color="red">HOT</font> candidates:</b>
```

```
<br><hr>
daqId Freq <br>
EOF
for ((IND_J=0;IND_J<$NUM_CAND_J;IND_J++))
do
cat >> $HTML_FILE <<EOF
$DAQID_J[$IND_J] $COUNT_J[$IND_J] * <br>
EOF
done
for ((IND_U=0;IND_U<$NUM_CAND_U;IND_U++))
do
cat >> $HTML_FILE <<EOF
$DAQID_U[$IND_U] $COUNT_U[$IND_U] ** <br>
EOF
done
cat >> $HTML_FILE <<EOF
</html>
EOF”
```

## makePicPage.sh

O código seguinte foi o responsável pela construção do painel à direita da página do sistema de monitoramento, estabelecendo as ligações (*links*) com as respectivas figuras de QA para cada *run*.

```
“#!/bin/sh
# pictures web page maker
# Mauro Cosentino
# University of Sao Paulo
```

```
# April 26, 2006
```

```
RUN_NUMBER='cat runNumber.dat'
```

```
SEEN_J='cat seenJ.dat'
```

```
ACC_J='cat accJ.dat'
```

```
SEEN_U='cat seenU.dat'
```

```
ACC_U='cat accU.dat'
```

```
LOC_DIR=$HOME/trigger/webmonitor/webtest
```

```
HTML_FILE=$LOC_DIR/pics.html
```

```
rm $HTML_FILE
```

```
cat >> $HTML_FILE << EOF
```

```
<html>
```

```
<br><br>
```

```
<table border="1">
```

```
<tr>
```

```
<th>J/psi</th>
```

```
<th>Upsilon</th>
```

```
</tr>
```

```
<tr>
```

```
<td>
```

```
<a href="jpsi_${RUN_NUMBER}
```

```
_cosTheta.png>cos(theta)</a><br>
```

```
<a href="jpsi_${RUN_NUMBER}
```

```
_energyOfL0Cluster.png>Energy (L0 cluster)</a><br>
```

```
<a href="jpsi_${RUN_NUMBER}
```

```
_energyOfL2Cluster.png>Energy (L2 cluster)</a><br>
```

```
<a href="jpsi_${RUN_NUMBER}
```

```
_highTowers.png>High Towers</a><br>
```

```
<a href="jpsi_${RUN_NUMBER
```

---

[\\_invMass.png](#)» Invariant Mass</a><br>

[\\_numberOfL0Seeds.png](#)» # of L0 seeds</a><br>

[\\_numberOfL2Seeds.png](#)» # of L2 seeds</a><br>

[\\_timing.png](#)» Timing</a><br>

Events seen: \$SEEN\_J<br>

Events accepted: \$ACC\_J<br>

</td>

<td>

[\\_cosTheta.png](#)» cos(theta)</a><br>

[\\_energyOfL0Cluster.png](#)» Energy (L0 cluster)</a><br>

[\\_energyOfL2Cluster.png](#)» Energy (L2 cluster)</a><br>

[\\_highTowers.png](#)» High Towers</a><br>

[\\_invMass.png](#)» Invariant Mass</a><br>

[\\_numberOfL0Seeds.png](#)» # of L0 seeds</a><br>

[\\_numberOfL2Seeds.png](#)» # of L2 seeds</a><br>

[\\_timing.png](#)» Timing</a><br>

```

Events seen: $SEEN_U<br>
Events accepted: $ACC_U<br>
</td>
</html>
EOF”

```

## buildLinks

A seguir, o código do programa “buildLinks.sh” que era responsável por acrescentar cada novo *run* ao banco de dados já existente na página.

```

#!/bin/sh
# page link maker
# Mauro Cosentino
# University of Sao Paulo
# April 26, 2006

WEB_DIR=/star/u/mcosent/trigger/webmonitor/webtest
HTML_FILE=$WEB_DIR/jpsi.html

LAST_RUN_NUMBER='awk '/^<td><a
href="[0-9]+ \»[0-9]+</a></td>$/ { sub(/^<td><a href="/, ); sub(/ \»[0-9]+</a></td>$/,
) ; print }' $HTML_FILE | tail -1'

echo last=$LAST_RUN_NUMBER
cat $INDEX_HEAD > $HTML_FILE
for DIR_LIST in $WEB_DIR/7*/
do
RUN_NUMBER='basename $DIR_LIST | sed 's/$//''
if [ $RUN_NUMBER -gt $LAST_RUN_NUMBER ]

```

```
then
cat » $LINK_LIST «EOF
<option value="$RUN_NUMBER/index.html»$RUN_NUMBER</option>
EOF
cd $DIR_LIST
echo $DIR_LIST
RUN_NUM_FILE=$DIR_LIST/runNumber.dat
echo $RUN_NUMBER > $RUN_NUM_FILE
cd ..
fi
done
cat $LINK_LIST » $HTML_FILE
cat $INDEX_END » $HTML_FILE
»
```

## makeAnalysisTable.C

Esse código realizou a contabilização do método adotado no capítulo 5 e é uma macro do sistema de análise ROOT.

```
#include "getInvTrig.C"
#include "chiSqLineShape.C"
void makeAnalysisTable()

const int nHistos = 21; // numero de histogramas a serem considerados
float signific, maxSignif=0;
float lowMass[8] = 2.2,2.3,2.4,2.5,2.6,2.7,2.8,2.9;
float upMass[3] = 3.2,3.3,3.4;
float chiSq;
float residua;
```

```

float sigResidua;
float datYield;
float simYield;
float sigYield;
float bgYield;
int nPossibleBin=0;
TFile simuFile("/home/mcosent/star/embedding/reco.effic.160.root");
TH1F *hData[nHistos];
TH1F *hSig[nHistos];
TH1F *hBG[nHistos];
int NDF;
TFile outFile("teste.bin.root","recreate");
ofstream fout("analysis.table.dat");
fout<<"reb thN tlowM tupM tY tY_s tYsig tYbg tchi2 tres tsigRes tNDF tSign";
char dataName[30], simuName[30], dataTitle[40];
for(int n=2; n<16; n++)

if(1200%n!=0)continue;
getInvTrig(n,true);
cout<<"rebinner="<<n<<endl;
TFile dataFile("/home/mcosent/star/Quarkonia/jpsi.triggered.mass.d.root");
for(int i=0; i<nHistos; i++) //loop sobre todos os cutsets

cout<<"cut set="<<i<<" , rebinner="<<n<<endl;
char hDataName[30], hBgName[30], hSigName[30];
TH1F *hSimu = (TH1F*)simuFile.Get("invMass");
hSimu->Rebin(n);
sprintf(hDataName,"net%d",i);
sprintf(hBgName,"bg%d",i);

```

---

```

sprintf(hSigName, "invMassTrig%d", i);
sprintf(dataName, "net%d_%d", n, i);
sprintf(simuName, "hSimu%d_%d", n, i);
hData[i] = (TH1F*)dataFile.Get(hDataName);
hBG[i] = (TH1F*)dataFile.Get(hBgName);
hSig[i] = (TH1F*)dataFile.Get(hSigName);
hData[i]->SetName(dataName);
outFile.cd();
float sFactor = findScaleMinChi(hData[i], hSimu, 1.2, 4.3);
hSimu->Scale(sFactor);
hSimu->SetName(simuName);
hSimu->SetLineColor(4);
hSimu->SetLineWidth(2);
hSimu->Write();
maxSignif=0;
int j=0, k=1;
for(int j=0; j<8; j++)for(int k=0; k<3; k++)

NDF = (upMass[k]-lowMass[j])*100/n;
chiSq = getChiSquare(hData[i], hSimu, lowMass[j], upMass[k])/NDF;
residua = fabs(getResiduaSum(hData[i], hSimu, lowMass[j], upMass[k], 1)/NDF);
sigResidua = getResiduaSum(hData[i], hSimu, lowMass[j], upMass[k], 2);
datYield = getYield(hData[i], lowMass[j], upMass[k]);
simYield = getYield(hSimu, lowMass[j], upMass[k]);
sigYield = getYield(hSig[i], lowMass[j], upMass[k]);
bgYield = getYield(hBG[i], lowMass[j], upMass[k]);
signific = significance(hSig[i], hBG[i], lowMass[j], upMass[k]);
fout<<n<<" t"<<i<<" t"<<lowMass[j]<<" t"<<upMass[k]<<" t"<<datYield<<" t"<<simYield<<"
t"<<sigYield<<" t"<<bgYield<<" t"<<chiSq<<" t"<<residua<<" t"<<sigResidua<<" t"<<NDF<<"

```

```

t" << signific << endl;
if(maxSignif < signific) = maxSignif = signific;
sprintf(dataTitle, "Significance: %f#sigma", maxSignif);
hData[i]->SetTitle(dataTitle);
hData[i]->Write();
dataFile.cd();
delete hSimu;
cout << "nPossible..." << nPossibleBin << endl;
nPossibleBin++;
for(int i=0; i < nPossibleBin*nHistos; i++) cout << chiSq[i] << endl;
fout.close();
outFile.Close();

//— Get Data and Simulation yields ———
float getYield(TH1F *hData, float low, float up)

int nBins = hData->GetNbinsX();
float mass2bin = 1.0*nBins/(1.0*hData->GetBinCenter(nBins)+hData->GetBinWidth(nBins)/2.0);
float lowBin = low*mass2bin;
float upBin = up*mass2bin;
float yield=hData->Integral(lowBin,upBin);
return yield;

/*—Get Significance—————*/
float significance(TH1F *sig, TH1F *bg, float low, float high)

int nBins = sig->GetNbinsX();
float mass2bin = 1.0*nBins/(1.0*sig->GetBinCenter(nBins)+sig->GetBinWidth(nBins)/2.0);
float lowBin = low*mass2bin;

```

---

```

float upBin = high*mass2bin;
float signifMassCut;
float T=0, B=0;
B = bg->Integral(lowBin,upBin);
T = sig->Integral(lowBin,upBin);
if(T+B)signifMassCut = (T-B)/sqrt(T+B);
else signifMassCut=0;
return signifMassCut;

/*_____*/
float findScaleMinChi(TH1F *hData, TH1F *hSimu, float lowMass, float upMass)

float factor0 = scaleFactor(hData,hSimu,2,-1);
float factor1 = scaleFactor(hData,hSimu,2,1);
float factorNew, chiNew;
float chi0, chi1;
float delta;
float minFactor, maxFactor;
float fMin, fMax;
if(factor0==0)return 0;
while(1)

hSimu->Scale(factor0);
chi0 = getChiSquare(hData, hSimu, lowMass, upMass);
hSimu->Scale(factor1/factor0);
chi1 = getChiSquare(hData, hSimu, lowMass, upMass);
delta = fabs(chi1-chi0)/chi0;
if(chi0>chi1)fMin = chi1;
minFactor = factor1;

```

```

fMax = chi0;
maxFactor=factor0;
else fMin = chi0;
minFactor = factor0;
fMax = chi1;
maxFactor=factor1;
if(delta<0.01)break;
factorNew = (factor1+factor0)/2;
hSimu->Scale(factorNew/factor1);
chiNew = getChiSquare(hData, hSimu, lowMass, upMass);
if(chiNew>fMax) break;
else maxFactor = minFactor;
minFactor = factorNew;
hSimu->Scale(1.0/factorNew);
factor0 = minFactor;
factor1 = maxFactor;
hSimu->Scale(1.0/minFactor);
return minFactor;

```

A seguir são incluídas as bibliotecas/macros `getInvTrig.C` e `chiSqLineShape.C`, que fazem parte do sistema e são acionadas ao se executar `makeAnalysisTable.C`.

### **getInvTrig.C**

```

void getInvTrig(int rebinner=6, bool geoMean=true)

TH1F *NN[21], *PP[21], *sig[21], *bg[21], *net[21];
//TFile f("quarkonia.HT.angle.CuCu.root");
//TFile f("quarkonia.MB.angle.part.CuCu.root");

```

---

```

TFile f("jpsi.pp200.2006.d.root");
//TFile outF("angle.cuts.ht.root","recreate");
//TFile outF("angle.cuts.mb.root","recreate");
TFile outF("jpsi.triggered.mass.d.root","recreate");
float signif, S, BG;
int lowLim, upLim, nBins;
nBins = 1200/rebinner;
for(int i=0; i<21; i++)

f.cd();
char name[50];
sprintf(name,"invMassTrigsig[i] = (TH1F*)f.Get(name);
sprintf(name,"NN_MassTrigNN[i] = (TH1F*)f.Get(name);
sprintf(name,"PP_MassTrigPP[i] = (TH1F*)f.Get(name);
sig[i]->Rebin(rebinner);
NN[i]->Rebin(rebinner);
PP[i]->Rebin(rebinner);
sprintf(name,"bgbg[i] = new TH1F(name,"bg;
GeV/c^
2
",nBins,0,12);
sprintf(name,"netnet[i] = new TH1F(name,"net signal;
GeV/c^
2
",nBins,0,12);
if(geoMean)

for(int k=1; k<=nBins; k++)
bg[i]->SetBinContent(k,2*sqrt(NN[i]->GetBinContent(k)*PP[i]->GetBinContent(k)));

```

```
else
bg[i]->Add(PP[i],1);
bg[i]->Add(NN[i],1);

net[i]->Add(sig[i],1);
net[i]->Add(bg[i],-1);
net[i]->SetAxisRange(0.3,6);
lowLim = 2.2/12*nBins;
upLim = 3.3/12*nBins;
S = net[i]->Integral(lowLim, upLim);
BG = bg[i]->Integral(lowLim, upLim);
if(S!=0 && BG!=0)signif = sqrt(S*S/(2*BG + S));
char netTitle[50];
sprintf(netTitle, "Significance: net[i]->SetTitle(netTitle);
for(int k=1; k<=nBins; k++)
net[i]->SetBinError(k,sqrt(bg[i]->GetBinContent(k)+sig[i]->GetBinContent(k)));

outF.cd();
net[i]->SetMarkerStyle(8);
net[i]->SetMarkerColor(2);
bg[i]->SetLineColor(3);
PP[i]->SetLineColor(4);
NN[i]->SetLineColor(2);
sig[i]->Write();
bg[i]->Write();
net[i]->Write();
NN[i]->Write();
```

---

```
PP[i]->Write();
```

```
outF.Close();
```

```
return;
```

## chiSqLineShape.C

```
void chiSqLineShape()
TFile dataFile("/home/mcosent/star/Quarkonia/jpsi.triggered.mass.d.root");
TFile simuFile("/home/mcosent/star/embedding/reco.effic.160.root");
TH1F *hData[21];
TH1F *hSimu = (TH1F*)simuFile.Get("invMass");
float chiByMass[3][8], chiByYield[3][8];
float lowMass, upMass;
char hDataName[20];
ofstream fout("lineShape.chi2.dat");
for(int i=0; i<21; i++)
sprintf(hDataName,"nethData[i] = (TH1F*)dataFile.Get(hDataName);

/*=====*/
hSimu->Rebin(6);
// make this parametrized
/*=====*/
for(int k=0; k<21; k++)
fout<<"histo " <<k<<endl;
for(int i=0; i<3; i++)
fout<<"curve " <<i<<endl;
```

```

for(int j=0; j<8; j++)
lowMass = 2.2 + 0.1*j;
upMass = 3.2 + 0.1*i;
chiByMass[i][j] = getChiSquare(hData[k], hSimu, lowMass, upMass);
fout<<"chi2/NDF="<<chiByMass[i][j]/((upMass-lowMass)*10)<<endl;

```

*/\*-Get the Chi<sup>2</sup> between the line shape and data. Histos must have same nBins and range-\*/*

```
float getChiSquare(TH1F *hData, TH1F *hSimu, float lowMass, float upMass)
```

```

int nBins = hSimu->GetNbinsX();
float mass2bin = 1.0*nBins/(1.0*hData->GetBinCenter(nBins)+hData->GetBinWidth(nBins)/2.0);
float chi2=0, variance, datum, simu;
int lowBin = lowMass*mass2bin;
int upBin = upMass*mass2bin;
for(int i=lowBin; i<=upBin; i++)
variance = pow(hData->GetBinError(i),2);
datum = hData->GetBinContent(i);
simu = hSimu->GetBinContent(i);
if(variance==0)variance=1;
chi2 = pow(datum-simu,2)/variance + chi2;

return chi2;

```

---

```

    /*-Get the scaling factor between 2 histos by the bin with highest value---*/
float scaleFactor(TH1F *hConst, TH1F *hScale, float lowLim, int opt)
//opt=0->scales by binContent, opt=1->scales by (binContent+binError), opt=-1->scales
by (binContent-binError)

float factor, maxConst=0, maxScale=0;
float binContent, binError;
int lowBin = lowLim/12.0*hConst->GetNbinsX();
if(opt==0)for(int i=lowBin; i<=hConst->GetNbinsX(); i++)
binContent = hConst->GetBinContent(i);
if(maxConst<binContent)maxConst = binContent;

else for(int i=lowBin; i<=hConst->GetNbinsX(); i++)
binContent = hConst->GetBinContent(i);
binError = hConst->GetBinError(i);
if(maxConst<(binContent+binError*opt))maxConst = binContent+binError*opt;

for(int i=lowBin; i<=hScale->GetNbinsX(); i++)
if(maxScale<hScale->GetBinContent(i))maxScale=hScale->GetBinContent(i);

cout<<"option="<<opt<<", maxData = "<<maxConst<<", maxSimu="<<maxScale<<endl;
factor = maxConst/maxScale;
return factor;

/*-Get residua between simulation and data-----*/
float getResiduaSum(TH1F *hData, TH1F *hSimu, float lowMass, float upMass, int opt)
// opt=1 -> return residuaSum, opt=2 -> return residuaSigma

int nBins = hSimu->GetNbinsX();

```

```
float mass2bin = 1.0*nBins/(1.0*hData->GetBinCenter(nBins)+hData->GetBinWidth(nBins)/2.0);
float residuaSum=0, datum, simu, sigRes=0, avgRes;
int N=0;
int lowBin = lowMass*mass2bin;
int upBin = upMass*mass2bin;
for(int i=lowBin; i<=upBin; i++)
datum = hData->GetBinContent(i);
simu = hSimu->GetBinContent(i);
residuaSum = datum - simu;
N++;

if(opt==1)return residuaSum;
avgRes = residuaSum/N;
for(int i=lowBin; i<=upBin; i++)
datum = hData->GetBinContent(i);
simu = hSimu->GetBinContent(i);
sigRes = sigRes + pow((datum-simu)-avgRes,2);

if(opt==2)return sqrt(sigRes/(N-1));

/*-Global Variables-*/
float dataBinContent[1200];
float simuBinContent[1200];
```

# Apendice B - Tabela da Distribuição de $\chi^2$

### Distribuição do Qui-Quadrado - $\chi^2_n$

Os valores tabelados correspondem aos pontos  $x$  tais que:  $P(\chi^2_n \leq x)$

n	$P(\chi^2_n \leq x)$																																																	
	0,005	0,01	0,025	0,05	0,1	0,25	0,5	0,75	0,9	0,95	0,975	0,99	0,995	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100
1	3,99E-05	0,000157	0,000992	0,003992	0,016	0,102	0,455	1,323	2,706	3,841	5,024	6,635	7,879																																					
2	0,010	0,020	0,051	0,103	0,211	0,575	1,386	2,773	4,605	5,991	7,378	9,210	10,597	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100	
3	0,072	0,115	0,216	0,352	0,584	1,213	2,366	4,108	6,251	7,815	9,348	11,345	12,838	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100		
4	0,207	0,297	0,494	0,711	1,064	1,923	3,357	5,385	7,779	9,488	11,143	13,277	14,860	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100			
5	0,412	0,554	0,831	1,145	1,610	2,675	4,351	6,626	9,236	11,070	12,832	15,086	16,750	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100				
6	0,676	0,872	1,237	1,635	2,204	3,455	5,348	7,841	10,645	12,592	14,449	16,812	18,548	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100					
7	0,989	1,239	1,690	2,167	2,833	4,255	6,346	9,037	12,017	14,067	16,013	18,475	20,278	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100						
8	1,344	1,647	2,180	2,733	3,490	5,071	7,344	10,219	13,362	15,507	17,535	20,090	21,955	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100							
9	1,735	2,088	2,700	3,325	4,168	5,899	8,343	11,389	14,684	16,919	19,023	21,666	23,589	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100								
10	2,156	2,558	3,247	3,940	4,865	6,737	9,342	12,549	15,987	18,307	20,483	23,209	25,188	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100									
11	2,603	3,053	3,816	4,575	5,578	7,584	10,341	13,701	17,275	19,675	21,920	24,725	26,757	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100										
12	3,074	3,571	4,404	5,226	6,304	8,438	11,340	14,845	18,549	21,026	23,337	26,217	28,300	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100											
13	3,565	4,107	5,009	5,892	7,041	9,299	12,340	15,984	19,812	22,362	24,736	27,688	29,819	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100												
14	4,075	4,660	5,629	6,571	7,790	10,165	13,339	17,117	21,094	23,685	26,119	29,141	31,319	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100													
15	4,601	5,229	6,262	7,261	8,547	11,087	14,338	18,245	22,307	24,996	27,488	30,578	32,801	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100														
16	5,142	5,812	6,908	7,962	9,312	11,912	15,338	19,369	23,542	26,296	28,845	32,000	34,267	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100															
17	5,697	6,408	7,564	8,672	10,085	12,792	16,338	20,489	24,769	27,587	30,191	33,409	35,718	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																
18	6,265	7,015	8,231	9,390	10,865	13,675	17,338	21,605	25,969	28,869	31,526	34,805	37,156	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																	
19	6,844	7,633	8,907	10,117	11,651	14,562	18,338	22,718	27,204	30,144	32,852	36,191	38,582	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																		
20	7,434	8,260	9,591	10,851	12,443	15,452	19,337	23,828	28,412	31,410	34,170	37,566	39,997	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																			
21	8,034	8,897	10,283	11,591	13,240	16,344	20,337	24,965	29,615	32,671	35,479	38,932	41,401	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																				
22	8,643	9,542	10,982	12,338	14,041	17,240	21,337	26,039	30,813	33,924	36,781	40,289	42,796	22	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																					
23	9,260	10,196	11,689	13,091	14,948	18,137	22,337	27,141	32,007	35,172	38,076	41,638	44,181	23	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																						
24	9,886	10,856	12,401	13,848	15,659	19,037	23,337	28,241	33,196	36,415	39,364	42,980	45,588	24	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																							
25	10,520	11,524	13,120	14,611	16,473	19,939	24,337	29,339	34,382	37,652	40,646	44,314	46,928	25	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																								
26	11,160	12,198	13,844	15,379	17,292	20,843	25,336	30,435	35,533	38,885	41,923	45,642	48,290	26	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																									
27	11,808	12,878	14,573	16,151	18,114	21,749	26,336	31,528	36,741	40,113	43,195	46,963	49,645	27	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																										
28	12,461	13,565	15,308	16,928	18,939	22,657	27,336	32,620	37,916	41,337	44,461	48,278	50,994	28	29	30	40	50	60	70	80	90	100																											
29	13,121	14,256	16,047	17,708	19,768	23,567	28,336	33,711	39,087	42,557	45,722	49,588	52,335	29	30	40	50	60	70	80	90	100																												
30	13,787	14,953	16,791	18,486	20,599	24,478	29,336	34,800	40,256	43,773	46,979	50,892	53,672	30	40	50	60	70	80	90	100																													
40	20,707	22,164	24,433	26,509	29,051	33,660	39,335	45,616	51,805	55,758	59,342	63,691	66,766	40	50	60	70	80	90	100																														
50	27,991	29,707	32,357	34,794	37,689	42,942	49,335	56,334	63,167	67,505	71,420	76,154	79,490	50	60	70	80	90	100																															
60	35,534	37,485	40,482	43,188	46,459	52,294	59,335	66,981	74,397	79,062	83,298	88,379	91,952	60	70	80	90	100																																
70	43,275	45,442	48,758	51,739	55,329	61,698	69,334	77,577	85,527	90,531	95,023	100,425	104,215	70	80	90	100																																	
80	51,172	53,540	57,153	60,391	64,278	71,145	79,334	88,130	96,578	101,879	106,629	112,329	116,321	80	90	100																																		
90	59,196	61,754	65,647	69,126	73,291	80,625	89,334	98,																																										